

**ESTUDIO NUMÉRICO DEL TRANSPORTE
NEUMÁTICO DE MATERIAL PARTICULADO EN DIFERENTES AMBIENTES
GRAVITACIONALES**

LEONARDO BOTINA REYES

**UNIVERSIDAD AUTONOMA DE OCCIDENTE
FACULTAD DE INGENIERIA
DEPARTAMENTO ENERGÉTICA Y MECÁNICA
PROGRAMA DE INGENIERIA MECANICA
SANTIAGO DE CALI
2011**

**ESTUDIO NUMÉRICO DEL TRANSPORTE
NEUMÁTICO DE MATERIAL PARTICULADO EN DIFERENTES AMBIENTES
GRAVITACIONALES**

LEONARDO BOTINA REYES

**Proyecto de grado para optar el título de
Ingeniero Mecánico**

**Director:
SANTIAGO LAÍN BEATOVE
Doctor en Ciencias Físicas
Universidad de Zaragoza, España
Doctor Ingeniero Habilitado**

**UNIVERSIDAD AUTONOMA DE OCCIDENTE
FACULTAD DE INGENIERIA
DEPARTAMENTO ENERGÉTICA Y MECÁNICA
PROGRAMA DE INGENIERIA MECANICA
SANTIAGO DE CALI
2011**

Nota de aceptación:

Aprobado por el Comité de Grado en cumplimiento de los requisitos exigidos por la Universidad Autónoma de Occidente para optar al título de Ingeniero Mecánico.

HUGO CENEN HOYOS

Jurado

MAURICIO BARRERA

Jurado

Santiago de Cali, 21 de Noviembre de 201

CONTENIDO

	Pág.
RESUMEN	7
INTRODUCCIÓN	8
1. PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA	11
2. OBJETIVOS	12
2.1. GENERAL	12
2.2. ESPECÍFICOS	12
3. ANTECEDENTES	13
4. MARCO DE REFERENCIA	16
4. 1. ESTUDIOS EXPERIMENTALES	16
4.1.1. Introducción	16
4.1.2 instalación experimental	21
4.1.3. Instrumentación	25
4.2. APROXIMACIÓN TEÓRICO – NUMÉRICA	29
4.2.1. Influencia de las partículas sobre el flujo	32
4.2.2. Modelado de los procesos elementales	33
5. RESULTADOS	37
5.1. ESTUDIO DE LA CAÍDA DE PRESIÓN EN FUNCIÓN DE LA GRAVEDAD	62
6. CONCLUSIONES	65
7. DIVULGACION	66
BIBLIOGRAFÍA	67

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
Figura 1. Esquema de la instalación experimental para el canal Horizontal	21
Figura 2. Medición de los perfiles de rugosidad de la superficie	24
Figura 3. Instalación del PDA sobre el sistema de movimiento	26
Figura 4. a-b-c. Distribución de tamaños del trazador y de la fase	27
Figura 5. Correlaciones entre la desviación estándar del ángulo de Rugosidad	35
Figura 6. Perfiles de variables de la fase de partículas	42
Figura 7. Perfiles de variables de la fase de partículas en los resultados	44
Figura 8. Perfiles de variables de la fase de partículas	47
Figura 9. Perfiles de variables de fase de partículas caso $R0D_p=195\mu m, \eta=0,3$	51
Figura 10. Perfiles de variables de fase de partículas caso $R0 D_p = 195 \mu m, \eta = 1.0$	53
Figura 11. Perfiles de las variables de la fase de partículas caso $R2, D_p = 195 \mu m$	56
Figura 12. Perfiles de frecuencia de colisión entre las partículas	60
Figura 13. Perfiles de frecuencia de colisión entre las partículas caso $R0 D_p = 195 \mu m$	61
Figura 14. Caída de presión frente a la coordenada horizontal	63

LISTA DE CUADROS

	Pág.
Cuadro 1. Diámetros característicos de las partículas	23
Cuadro 2. Características de la rugosidad de la pared	25
Cuadro 3. Significado de los diferentes términos en la ecuación general	30
Cuadro 4. Números de Knudsen para las colisiones de las partículas	50
Cuadro 5. Números Knudsen colisiones partículas con paredes baja rugosidad	55
Cuadro 6. Gradientes presión [Pa/m] diferentes condiciones de Gravedad y rugosidad de las paredes	64

RESUMEN

El proyecto de grado se centra en simular y evaluar el comportamiento del transporte neumático de material particulado en diferentes ambientes gravitacionales, como es el ambiente terrestre, lunar y microgravedad, empleando Dinámica de Fluidos Computacional (CFD) implementada en el software ELSA 2D disponible en el Grupo de Investigación en Mecánica de Fluidos de la UAO.

La operación y eficiencia de este proceso depende sustancialmente de la aceleración de la gravedad, por lo que su ausencia modifica variables globales del sistema como la caída de presión, la velocidad de transporte y la erosión de los conductos. Por tanto, con el objeto de utilizar este tipo de procesos en condiciones diferentes a las terrestres, como por ejemplo en una base lunar o en la estación espacial internacional, es necesario caracterizarlos debidamente.

Desafortunadamente, obtener las condiciones de microgravedad en la superficie terrestre o vuelos parabólicos es extremadamente costoso y difícil de lograr. Por consiguiente, en este estudio se utiliza la simulación computacional como una alternativa para lograr la citada caracterización del transporte neumático de material particulado bajo condiciones de gravedad reducida. En particular se evalúan las condiciones de operación incluyendo la influencia de la rugosidad de las paredes y las colisiones entre las partículas

INTRODUCCIÓN

El transporte neumático de partículas sólidas en un canal o tubería horizontal posee una gran importancia en la tecnología de procesos industriales y químicos. Dicho transporte neumático se caracteriza por la separación de la fase sólida debido a la fuerza de la gravedad e inercia de las partículas.

Flujos bifásicos similares se encuentran en separadores ciclónicos y clasificadores, debido al confinamiento de estos sistemas, las colisiones entre partículas sólidas y las colisiones de las partículas con las paredes del contenedor desempeñan un papel fundamental en el proceso de transporte de partículas.

Por ejemplo, la frecuencia de colisión entre las partículas y las paredes es directamente responsable de la pérdida de carga adicional debido a la presencia de la fase sólida como resultado de la pérdida de momento y energía involucrada en el proceso de deformación de la colisión (Adam, 1960)¹.

Además, la rugosidad de las paredes afecta considerablemente el proceso de colisión partícula-pared (Tsuji et al., 1987; Sommerfeld y Huber, 1999)² y produce un incremento de la frecuencia de colisión con las paredes para partículas grandes en tuberías (sección circular) o canales (sección rectangular).³ Por otro lado, la frecuencia de colisión con las paredes se reduce para partículas pequeñas, con tiempo de estabilización $\tau_p < 50$ ms, como consecuencia de la rugosidad de la pared.

La inercia de las partículas y el efecto de la gravedad generan una separación de la mezcla por lo que aparecen regiones muy alargadas de alta concentración de partículas llamadas *ropes* (Yilmaz y Levy, 2001)⁴.

El incremento local de concentración de sólidos favorece la intensificación de colisiones entre partículas. Como consecuencia, se produce una dispersión de partículas hacia el exterior de la *rope* debido a la transferencia de momento desde la dirección de la corriente principal a la componente transversal.

¹ Adam, O. Untersuchungen über die Vorgänge in feststoffbeladenen Gasströmungen, Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen. Westdeutscher Verlag, Köln (1960).

² Tsuji, Y., Morikawa, Y., Tanaka, T., Nakatsukasa, N., and Nadatani, M. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a two-dimensional horizontal channel, Int. J. Multiphase Flow, vol. 13, pp. 671-684 (1987)

³ HUBER, N., and SOMMERFELD, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. Powder Technology, vol. 99, pp. 90-101 (1998).

⁴ Yilmaz, A., and Levy, E.K. Formation and dispersion of ropes in pneumatic conveying. Powder Technology, vol. 114, pp. 168-185 (2001).

Por consiguiente, las colisiones entre las partículas pueden llegar a destruir las ropes más densas teniendo un efecto drástico sobre la eficiencia del transporte de partículas en este tipo de flujos bifásicos.

El transporte neumático de partículas discretas en canales o tuberías en régimen diluido es uno de los procesos tecnológicos más importantes en la industria por lo que hay muchas publicaciones dedicadas a su estudio, cubriendo desde investigaciones muy básicas hasta muy aplicadas.

La razón es que dicho flujo se torna muy complejo, incluso en el régimen diluido. Los fenómenos físicos más importantes son:

- El transporte de partículas debido al movimiento de los vórtices en flujos turbulentos
- Altos gradientes de velocidad e importancia de la fuerza de empuje de cortadura (slip-shear force).
- Efecto Magnus, ya que después de colisionar con las paredes las partículas adquieren altas velocidades de rotación.
- Efectos derivados de la colisión partícula-pared, los cuales pueden dominar el movimiento de las partículas y afectar las características de su transporte.
- Rugosidad de las paredes y forma de las partículas, las cuales afectan el proceso de colisión partícula-pared.
- Como resultado de la segregación de las partículas (debido a la gravedad o la inercia de las partículas en codos o uniones) las colisiones entre las partículas cobran importancia a fracciones de carga másica bastante bajas.
- La modulación de la turbulencia del flujo en función del tamaño de partícula y fracción de carga másica.

La operación y eficiencia de este proceso depende sustancialmente de la aceleración de la gravedad, por lo que su ausencia modifica variables globales del sistema como la caída de presión, la velocidad de transporte y la erosión de los conductos.

Por tanto, con el objeto de utilizar este tipo de procesos en condiciones diferentes a las terrestres, como por ejemplo en una base lunar o en la estación espacial internacional, es necesario caracterizarlos debidamente.

Este trabajo utiliza la simulación computacional para lograr la citada caracterización del transporte neumático de material particulado bajo condiciones de gravedad reducida.

1. PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

El futuro desarrollo de la humanidad depende de la búsqueda de recursos naturales en nuevos lugares como los satélites y planetas más cercanos y en el espacio exterior. Una vez localizados dichos recursos se necesita explotarlos adaptando la tecnología empleada en la Tierra. Sin embargo, muchos de esos procesos tecnológicos, como el transporte neumático de sustancias sólidas, dependen grandemente de la aceleración de la gravedad, la cual afecta tanto sus condiciones de operación como su eficiencia.

Adicionalmente, la realización de experimentos de transporte neumático en condiciones de gravedad reducida en la Tierra es muy costosa y, por otro lado, el espacio disponible en la estación espacial internacional es muy reducido. Por consiguiente, la alternativa obvia es realizar la simulación computacional de los procesos mediante aproximaciones numéricas contrastadas frente a experimentos realizados en condiciones terrestres.

En esta línea de razonamiento, este trabajo evalúa las condiciones de operación de transporte neumático de material particulado en un canal horizontal de sección rectangular bajo diferentes ambientes gravitacionales, incluyendo la influencia de la rugosidad de las paredes y las colisiones entre las partículas.

2. OBJETIVOS

2.1. GENERAL

Simular y ratificar el comportamiento en dos dimensiones del transporte neumático de material particulado en diferentes ambientes gravitacionales empleando Dinámica de Fluidos Computacional (CFD).

2.2. ESPECÍFICOS

- Ratificar las simulaciones frente a los experimentos en condiciones terrestres.
- Comparar las variables que caracterizan la fase de las partículas en tres ambientes gravitacionales: terrestre, lunar y microgravedad, en un canal horizontal con baja rugosidad.
- Comparar las variables que caracterizan la fase de las partículas en tres ambientes gravitacionales: terrestre, lunar y microgravedad, en un canal horizontal con alta rugosidad.
- Analizar la pérdida de carga en todas las configuraciones anteriores.

3. ANTECEDENTES

El flujo en un canal o en una tubería es una de las configuraciones de flujo más simple y mejor entendida en flujo monofásico por lo que existe un buen número de investigaciones tanto experimentales como teórico-numéricas disponibles en la literatura.

La situación se complica considerablemente cuando se considera el transporte de partículas en este tipo de flujo. Restringiéndonos únicamente a flujos de gas-partículas sólidas, se distinguen varios regímenes dependiendo de la velocidad de conducción y fracción de carga de sólidos.

El transporte neumático de partículas discretas en canales o tuberías en régimen diluido es uno de los procesos tecnológicos más importantes en la industria por lo que hay muchas publicaciones dedicadas a su estudio, cubriendo desde investigaciones muy básicas hasta muy aplicadas. La razón es que dicho flujo se torna muy complejo, incluso en el régimen diluido.

Las investigaciones se centraban en su gran mayoría en el efecto de la modulación de la turbulencia del flujo por las partículas. Algunos de los primeros estudios fueron los de Tsuji et al. (1982 y 1984)⁵ y Lee y Durst (1982)⁶ considerando tuberías horizontales y verticales y midiendo velocidades de aire y partículas por medio de Anemometría Láser Doppler. Investigaciones similares fueron realizadas por Varaksin et al. (1998)⁷ para transporte de diferentes partículas en una tubería vertical. Los estudios mencionados en Lourenco et al. (1983)⁸ fueron realizados en un canal horizontal y se centraban en la modificación de los perfiles de velocidad del gas por las partículas, las cuales son afectadas por la gravedad. En todos estos estudios la rugosidad de la pared no se consideraba, aunque éste es un fenómeno esencial.

Uno de los primeros estudios teórico-numéricos del efecto de la rugosidad de la pared o forma de la partícula sobre el transporte neumático fue realizado por

⁵ TSUJI, Y., and MORIKAWA, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 120, pp. 385-409 (1982).

⁶ LEE, S.L., and DURST, F. On the motion of particles in turbulent duct flows. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 8, pp. 125-146 (1982).

⁷ Varaksin, A.Yu., Polezhaev, Y.V., and Polyakov, A.F. Experimental investigation of the effect of solid particles on turbulent flow of air in a pipe. *High Temp.*, vol. 36, pp. 744-752 (1998).

⁸ Lourenco, L., Riethmuller, M.L. and Essers, J.A. The kinetic model for gas particle flow and its numerical implementation. *Proc. Int. Conf. Physical Modelling of Multi-Phase Flow*, Coventry (England), 19-21 April 1983.

Matsumoto y Saito (1970),⁹ seguido de un análisis más extendido y detallado realizado por el grupo de Tsuji. Aquí se introducía el concepto de pared virtual con el objeto de evitar la segregación gravitacional y ajustar los perfiles numéricos de concentración de partículas con aquellos medidos. En el artículo de Tsuji et al. (1989)¹⁰ un modelo para colisiones entre partículas no esféricas y paredes fue introducido

Un modelo de rugosidad de la pared con fundamento físico fue introducido por Sommerfeld (1992)¹¹, el cual demostró el enorme impacto de la rugosidad de la pared sobre la velocidad fluctuante de las partículas en un canal vertical.

Este modelo fue mejorado utilizando medidas detalladas sobre el flujo en un canal horizontal cargado con partículas (Sommerfeld y Huber, 1999).¹² Cálculos numéricos, con modelo de rugosidad, del transporte de partículas en diferentes elementos de tubería construídas con acero inoxidable o vidrio fueron realizados por Huber y Sommerfeld (1998).¹³ Comparando los cálculos para paredes lisas o rugosas en una tubería horizontal se confirmó el efecto de dispersión de la rugosidad.

Las colisiones entre las partículas pueden describirse mediante tanto modelos deterministas como estocásticos. En transporte neumático con fase sólida diluida Tanaka y Tsuji (1991)¹⁴ aplicaron un modelo de colisión determinística siguiendo un esquema Lagrangiano. El tamaño de las partículas era de 1 mm de diámetro por lo que el efecto de la turbulencia sobre ellas podía despreciarse. Para disminuir el tiempo de cálculo, tan sólo un corto tramo de tubería tomado con condiciones periodicas en el entorno y el número de partículas trazado simultáneamente estaba limitado a 1000. A pesar de todo, este trabajo reporta un hecho interesante: las fluctuaciones de velocidad de las partículas tendían a isotropizarse ya que las colisiones entre las partículas redistribuían las fluctuaciones de la dirección principal del flujo a las transversales. Como aproximación estocástica, Ogawa (1983)¹⁵ introdujo un método Monte-Carlo basado en procesos estocásticos para simular la ecuación de Boltzmann. Las

⁹ MATSUMOTO, S., and SAITO, S. Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model. J. Chem. Eng. Japan, vol. 3, pp. 223-230 (1970).

¹⁰ TSUJI, Y., SHEN, N.Y., and MORIKAWA, Y. Numerical simulation of gas-solid flows I: Particle-to-wall collisions. Tech. Reports of the Osaka University, vol. 39, pp. 233-241 (1989).

¹¹ Sommerfeld, M. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows. Int. J. Multiphase Flow, vol. 18, pp. 905-926 (1992).

¹² Sommerfeld, M., and Huber, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. Int. J. Multiphase Flow, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

¹³ HUBER, N., and SOMMERFELD, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. Powder Technology, vol. 99, pp. 90-101 (1998).

¹⁴ Tanaka, T., and Tsuji, Y. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a vertical pipe: on the effect of inter-particle collisions. Gas-Solid Flows FED_Vol. 121 ASME, pp. 123-128 (1991).

¹⁵ Ogawa, S. On statistical approaches to the dynamics of fully fluidized granular materials. Advances in the Mechanics and Flow of Granular Materials, Trans-Tech., pp. 601-612 (1983).

colisiones entre partículas en transporte neumático mediante un modelo estocástico en el marco del esquema Euler-Lagrange fueron consideradas por Sommerfeld y Zivkovic (1992)¹⁶ y Oesterlé y Petitjean (1993).¹⁷ Tal método estocástico es computacionalmente muy eficiente y no requiere información sobre la localización y la velocidad de las partículas vecinas para decidir si una colisión tiene lugar o no. En su lugar, un compañero de colisión ficticio es generado, el cual es un representante de las propiedades locales de las partículas.

La decisión de si la colisión tiene lugar está basada en la probabilidad de colisión deducida a partir de la teoría cinética de gases. En ambos artículos, la importancia fundamental de las colisiones entre partículas, incluso a bajas cargas másicas, fue puesta de manifiesto.

Ello es debido a la redistribución del momento de las partículas, de la dirección paralela a la corriente del flujo a las direcciones laterales, causada por las colisiones entre partículas. Como resultado se reduce la segregación debida a la gravedad y se incrementa la dispersión lateral de las partículas.

¹⁶ Sommerfeld, M., and Zivkovic, G. Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems. *Computational Methods in Applied Science*, pp. 201-212 (1992).

¹⁷ Oesterlé, B., and Petitjean, A. Simulation of particle-to-particle interactions in gas-solid flows. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 19, pp. 199-211 (1993).

4. MARCO DE REFERENCIA

4. 1. ESTUDIOS EXPERIMENTALES

4.1.1 Introducción. Los flujos bifásicos confinados gas – partículas sólidas se encuentran comúnmente en la tecnología de procesos químicos e industriales. Como consecuencia de los diversos fenómenos físicos que afectan el movimiento de las partículas, tales como la dispersión turbulenta, colisiones con las paredes, colisiones entre las partículas y modulación del flujo por las partículas, una predicción numérica confiable del comportamiento del sistema es realmente sofisticada.

Por consiguiente, un requerimiento esencial es la realización de experimentos confiables que puedan utilizarse como base para desarrollar y refinar modelos y también para validar los resultados de las simulaciones numéricas. Sin embargo, para fracciones de carga másica altas, por ejemplo en el rango 0.5 – 2 (la fracción de carga másica η se define como el cociente entre el flujo másico de partículas y de gas), la mayoría de los fenómenos anteriormente citados se encuentran fuertemente acoplados, por lo que realizar experimentos para analizar independientemente tales microprocesos es extremadamente difícil o imposible.

En el pasado se han publicado un buen número de estudios dedicados a analizar el flujo cargado con partículas en tuberías o canales con diferentes condiciones de contorno.

En una de las primeras investigaciones se investigó el comportamiento de bolas de vidrio y cobre, de tamaño relativamente grande, en un canal horizontal estrecho con una longitud de 230 alturas hecho de vidrio (Matsumoto y Saito, 1970)¹⁸. La fracción de carga de partículas estaba alrededor de 0.5. La relativamente baja concentración número de partículas (c_n , partículas por unidad de volumen), permitió analizar las colisiones de las partículas con las paredes por medio de la técnica conocida como fotografía cinematográfica.

Este método también permitió determinar la velocidad angular de las partículas debido a las colisiones con las paredes. A pesar del gran tamaño de las partículas consideradas se midieron valores de hasta 2000 revoluciones por segundo. Los perfiles verticales de la densidad número de partículas mostraron un incremento

¹⁸ Matsumoto, S., and Saito, S. Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model. J. Chem. Eng. Japan, vol. 3, pp. 223-230 (1970).

considerable hacia el fondo del canal lo cual fue asociado con el efecto de la gravedad. El perfil vertical de velocidad de las partículas era casi constante.

En los estudios de Burmester De Bessa Ribas et al. (1980)¹⁹, se realizaron algunos experimentos en un canal horizontal rectangular para validar predicciones numéricas por un modelo cinético de Monte Carlo.

Las partículas eran esferas de vidrio con diámetro medio inferior a 0.5 milímetros. La fracción de carga másica de partículas se varió hasta un valor de 3, y se consideraron velocidades medias de la fase gaseosa entre 5-15 m/s. Los resultados demuestran el efecto de la velocidad de transporte, el tamaño de partícula y la fracción de carga sobre los perfiles verticales de la concentración de sólidos (c_n) y el efecto del acoplamiento de dos vías, es decir, la deformación del perfil de la componente horizontal de la velocidad del gas.

El énfasis principal en éstos estudios, sin embargo, estaba dirigido hacia la validación del modelo numérico, el cual no consideraba rugosidad de la pared, pero si colisiones entre las partículas.

Un conjunto muy detallado de experimentos fue proporcionado por Tsuji y Morikawa (1982)²⁰ y Tsuji et al. (1984)²¹ para un flujo gas – partículas sólidas en tuberías estrechas tanto horizontales como verticales. La longitud de la sección de prueba fue de 100 y 144 diámetros para la tubería horizontal y la vertical, respectivamente. En ambos experimentos se usaron esferas de poli-estireno con una amplio rango de diámetros medios. La velocidad media del gas se varió entre 5 m/s y 20 m/s, y la fracción de carga másica de partículas podía exceder valores cercanos 6. Para la medida de la velocidad de las partículas y del gas en presencia de las partículas se uso anemometría de Desfase-Doppler.

Los resultados presentados se centraron en los efectos de acoplo de dos vías sobre el flujo gas – sólidos. En ambos casos, se analizó la influencia del tamaño de partícula y de la fracción de carga en los perfiles de la velocidad media del gas en la dirección del flujo. Para la tubería horizontal se encontró una fuerte asimetría para fracciones de carga altas, es decir alrededor de 2, especialmente para las partículas más grandes. Además, este trabajo proporciona resultados detallados sobre la modulación de la turbulencia. Se demostró claramente que las partículas grandes aumentan la turbulencia considerablemente, mientras que las partículas

¹⁹ Burmester De Bessa Ribas, R., Lourenco, L. and Riethmuller, M.L. A kinetic model for a gas-particle flow. Paper presented at Pneumotransport 5, Fifth International Conference on the Pneumatic Transport of Solids in Pipes, London, 16–18 April (1980).

²⁰ Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. J. Fluid Mech., vol. 120, pp. 385-409 (1982).

²¹ Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. J. Fluid Mech., vol. 139, pp. 417-434 (1984).

pequeñas la disminuyen. Los datos de Tsuji y Morikawa (1982)²² y Tsuji et al. (1984)²³ se han utilizado a menudo para caracterizar y parametrizar la modulación de la turbulencia en flujos gas-sólidos (Gore y Crowe 1989²⁴; Crowe 2000)²⁵. Además, Tsuji y Morikawa (1982)²⁶ y Tsuji et al. (1984)²⁷ presentaron los espectros de la turbulencia medidos en presencia de la fase sólida.

Kulick et al. (1994)²⁸ analizaron experimentalmente un flujo gas-sólidos dirigido hacia abajo en un canal de 40 milímetros de alto con una velocidad del gas de 10.5 m/s. El canal tenía una longitud de 130 veces la altura del canal y un sistema de alimentación sofisticado con el fin de asegurar una dispersión homogénea de las partículas.

Las partículas usadas en el experimento fueron partículas de Lycopodium, esferas de vidrio y cobre con diámetros pequeños, por lo que se observaba reducción de la turbulencia. Usando estas partículas, se cubrió un rango de números de Stokes, el cual se define como el cociente entre el tiempo de reacción de la partícula y la escala temporal de la turbulencia en el flujo, $S_t = \tau_p / T_L$. El objetivo principal en este estudio fue el análisis de la modulación de la turbulencia considerando fracciones de carga de partículas de hasta 0.5.

Desafortunadamente, los experimentos no fueron hechos en las cercanías de la pared, puesto que la parte superior de la sección de prueba consistía de placas de madera revestidas, mientras que la sección de medida fue hecha de acrílico. Por lo tanto, el movimiento de la partícula estaba lejos de ser completamente desarrollado ya que las características de sus colisiones con la pared cambian totalmente a cierta distancia previa a la sección de medida. Puesto que el flujo en el canal viene dominado por las colisiones con la pared (Sommerfeld 2000)²⁹, un cambio en material de la pared puede afectar drásticamente los resultados, lo cual fue demostrado por varios autores usando, por ejemplo, simulaciones de grandes

²² Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 120, pp. 385-409 (1982).

²³ Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 139, pp. 417-434 (1984).

²⁴ Gore, R.A. and Crowe, C.T. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. *Int J Multiphase Flow*, vol. 15, pp. 279-285 (1989).

²⁵ Crowe, C.T. On models for turbulence modulation in fluid-particle flows. *Int J Multiphase Flow*, vol. 26, pp. 719-727 (2000).

²⁶ Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 120, pp. 385-409 (1982).

²⁷ Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 139, pp. 417-434 (1984).

²⁸ Kulick, J.D., Fessler, J.R. and Eaton, J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. *J Fluid Mech.*, vol. 277, pp.109-134 (1994).

²⁹ Sommerfeld, M. Theoretical and experimental modelling of particulate flow: overview and fundamentals. Von Karman Institute for Fluid Mechanics Lecture Series No. 2000-6, pp. 1-62 (2000).

escalas (e.g. Yamamoto et al. 2001)³⁰. Estas simulaciones predicen el comportamiento correcto en un flujo vertical hacia abajo, donde las partículas se mueven con una velocidad media más alta que la del gas. En los experimentos, por otra parte, la velocidad media de las partículas era más baja que la velocidad del gas (Kulick et al. 1994)³¹.

Recientemente, estudios mas detallados sobre la modificación de la turbulencia del fluido por parte de las partículas en una tubería vertical fueron realizados por (Varaksin et al. 1998)³². Desafortunadamente, una sección de prueba muy corta de 23 veces el diámetro de la tubería fue usada para los experimentos. Se usaron pequeñas partículas de vidrio esféricas con una fracción de carga hasta 1. De acuerdo con las medidas de velocidad dadas por la anemometría de desfase Doppler, se propuso un modelo, el cual describe todos los datos obtenidos en la reducción de la turbulencia con un parámetro adimensional (Varaksin et al., 1998)³³.

Con el objeto de proporcionar los datos experimentales para la validación de un modelo Lagrangiano de colisión partícula – pared incluyendo la rugosidad, Sommerfeld y Huber (1999)³⁴ realizaron medidas en un canal horizontal estrecho. Un láser de pulso de Argón se utilizó para medir el cambio de la velocidad de la partícula durante el proceso de la colisión con la pared basándose en la técnica denominada *streak-line*. Se consideraron diversos materiales para la pared, por ejemplo, acero inoxidable, acero, plexiglás y caucho pulido. Las partículas usadas eran esféricas de vidrio con un diámetro de 0.1 y 0.5 milímetros, respectivamente, y partículas no esféricas de cuarzo con un diámetro medio de 100 μm . Los parámetros estadísticos promedio considerando hasta 5.000 eventos individuales permitieron una mejora y validación detallada del modelo estocástico propuesto para la colisión con la pared (Sommerfeld y Zivkovic 1992³⁵; Huber y Sommerfeld 1998)³⁶. Experimentos detallados para diferentes tuberías de 80 y 150 milímetros de diámetro usando anemometría de desfase – Doppler (PDA) y la técnica *laser light sheet* para la medición de la concentración de partículas en el flujo fueron

³⁰ Yamamoto, Y., Potthoff, M., Tanaka, T., Kajishima, T. and Tsuji, Y. Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel: effect of considering inter-particle collisions. *J. Fluid Mech.*, vol. 442, pp.303–334 (2001).

³¹ Kulick, J.D., Fessler, J.R. and Eaton, J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. *J Fluid Mech.*, vol. 277, pp.109–134 (1994).

³² Varaksin, A.Yu., Polezhaev, Y.V., and Polyakov, A.F. Experimental investigation of the effect of solid particles on turbulent flow of air in a pipe. *High Temp.*, vol. 36, pp. 744-752 (1998).

³³ Ib

³⁴ SOMMERFELD, M., and HUBER, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

³⁵ Sommerfeld, M., and Zivkovic, G. Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems. *Computational Methods in Applied Science*, pp. 201-212 (1992).

³⁶ Huber, N. and Sommerfeld, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. *Powder Technol*, vol. 99, pp. 90–101 (1998).

realizadas por Huber y Sommerfeld (1998)³⁷. El uso de pequeños trazadores permitió medir simultáneamente las velocidades de la fase gaseosa y de las partículas usando el método de discriminación propuesto por Qiu et al. (1991)³⁸. Las partículas eran esferas de vidrio con diámetros medios de 40 y 100 μm , respectivamente.

Una fracción de carga hasta 2 fue analizada en estos estudios. Los experimentos proporcionaron información detallada acerca del desarrollo del perfil de concentración de partículas en diferentes elementos de tubería. Se demostró claramente que la rugosidad de la pared desempeña un papel significativo en el desarrollo del perfil de concentración de partículas en diversas secciones de la tubería comparando los resultados obtenidos en tuberías de vidrio y acero inoxidable.

En tuberías horizontales, el efecto de gravedad es fuertemente reducido por la rugosidad de la pared (Sommerfeld y Zivkovic 1992:Huber y Sommerfeld 1998)³⁹.

Esto es el resultado de la resuspensión de las partículas causada por la rugosidad de la pared, debido a que en promedio el ángulo del rebote llega a ser más grande que el ángulo del impacto para ángulos pequeños de trayectoria de partícula, lo cual es típico en tuberías y canales (Sommerfeld y Huber 1999).⁴⁰ Como consecuencia de la rugosidad, la frecuencia de colisión partícula – pared y la caída de presión se incrementan (Huber y Sommerfeld 1998)⁴¹.

Esto último es muy importante para el diseño práctico de sistemas de transporte neumático. Además, los cálculos numéricos realizados con una versión simplificada del modelo de colisión con la pared (Sommerfeld 1992)⁴², comparados con los elaborados por Sommerfeld y Huber (1999)⁴³, demostraron un acuerdo razonable con los experimentos para los perfiles de concentración y velocidad de las partículas en tuberías horizontales.

³⁷ Huber, N. and Sommerfeld, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. *Powder Technol*, vol. 99, pp. 90–101 (1998).

³⁸ Qiu, H.-H., Sommerfeld, M. and Durst, F. High resolution data processing for phase-Doppler measurements in a complex two-phase flow. *Meas Sci Technol.*, vol. 2, pp.455–463 (1991).

³⁹ Huber, N., and Sommerfeld, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. *Powder Technology*, vol. 99, pp. 90-101 (1998).

⁴⁰ SOMMERFELD, M., and HUBER, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

⁴¹ Huber, N., and Sommerfeld, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. *Powder Technology*, vol. 99, pp. 90-101 (1998).

⁴² SOMMERFELD, M. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 18, pp. 905-926 (1992).

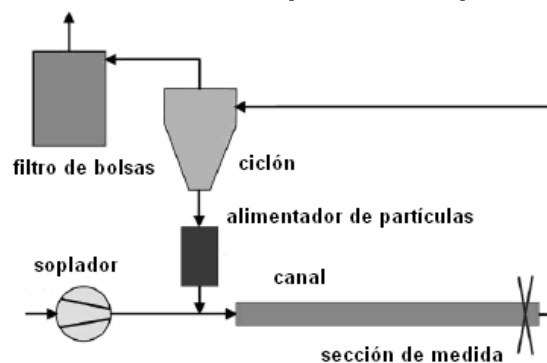
⁴³ SOMMERFELD, M., and HUBER, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

4.1.2. Instalación experimental. La instalación experimental se muestra en la Figura 1. El componente principal es un canal horizontal de 6 m de longitud (cerca de 170 veces la altura del canal), con una altura $H = 35$ milímetros y una anchura de 350 milímetros, con el fin de establecer condiciones de flujo casi bidimensional en el centro del canal. Este hecho fue validado midiendo los perfiles verticales de la velocidad del aire en varias posiciones laterales.

Para dos perfiles de la velocidad del aire medidos en la posición lateral de ± 60 milímetros del centro, la diferencia en los valores de la velocidad fue de menos del 2%. Las paredes superior e inferior del canal se construyeron de acero inoxidable las cuales se podían intercambiar para estudiar el efecto de la rugosidad de la pared en el comportamiento de la partícula. Las medidas fueron realizadas cerca del extremo final del canal a una distancia de 5.8 m de la entrada para asegurar condiciones de flujo totalmente desarrollado. Con el fin de permitir el acceso óptico para el PDA, las paredes laterales fueron hechas de placas de vidrio, y se insertó una ventana de cristal de 40 milímetros por 350 milímetros en la pared superior. Esta ventana fue montada a ras del lado interno de la placa de la pared para reducir al mínimo sus perturbaciones.

Adicionalmente, las propiedades de las partículas medidas en esta localización no son fuertemente afectadas, puesto que las partículas que se muestrean vienen rebotadas desde las paredes de acero inoxidable aguas arriba. Los cálculos numéricos de Sommerfeld (Sommerfeld, 2003)⁴⁴ han demostrado que el recorrido libre medio entre colisiones con la pared, λ_w , está alrededor de 0.5 – 1.0 m, dependiendo del tamaño de partícula y del grado de rugosidad de la pared.

Figura 1. Esquema de la instalación experimental para el canal horizontal



El caudal requerido de aire es proporcionado por dos sopladores montados en paralelo con caudales nominales de 1.002 m³/h y 507 m³/h, respectivamente. Los sopladores fueron conectados con la sección de medida usando una tubería de

⁴⁴ Sommerfeld, M. Analysis of collision effects for turbulent gas – particle flow in a horizontal channel: Part I. Particle transport. Int. J. Multiphase Flow, vol. 29, pp. 675-699 (2003).

130 milímetros de diámetro. Justo antes del canal, se instaló un compartimento de mezcla para inyectar las partículas.

Adicionalmente se instaló una sección de acondicionamiento del flujo, donde la sección transversal cambia de circular a rectangular. Además, en esta sección se insertaron varios tamices para asegurar condiciones homogéneas del flujo en la entrada del canal. En una sección recta de 2 m antes del compartimento de mezcla, se instalaron sensores medidores de flujo y temperatura, humedad y presión.

El caudal se ajustó para ser casi constante durante cada conjunto de medidas donde se varía la fracción de carga másica de partículas. La temperatura del aire estuvo en promedio alrededor de los 30°C en todas las medidas. Se define el número de Reynolds Re_H del canal como:

$$Re_H = \frac{\rho H U_{av}}{\mu} \quad (1)$$

Para introducir las partículas en el compartimento de mezcla se usó un alimentador tipo tornillo (K-TRON, tipo K2MV S60), a través del cual se podía ajustar el flujo másico de éstas. Con el objeto de asegurar una alimentación continua de partículas, el aire se inyecta en el compartimento de mezcla a través de una boquilla convergente, la cual establece una baja presión y una alta velocidad.

El chorro resultante entraba sobre el lado opuesto de la salida de la tubería del compartimento de mezcla. Este procedimiento asegura una buena dispersión de partículas y trazadores, elimina la posibilidad de aglomeraciones.

En el extremo final del canal se montó un codo de 90°. Éste se conectó con un conducto donde la sección transversal cambia de rectangular a la circular. Para transportar la mezcla gas-partículas a un separador ciclónico se utilizó una tubería flexible. Las partículas separadas se reinyectan en el depósito del alimentador de partículas a través de una rueda dentada. Finalmente, el aire del ciclón se pasa a través de un filtro de bolsas equipado con un limpiador tipo chorro pulsante, con el objeto de eliminar las partículas más finas (principalmente las partículas trazadoras), y se devuelve al ambiente.

Las partículas usadas en el experimento fueron bolas de vidrio esféricas con diversos diámetros medios, D_p , y distribución de tamaños resumidos en cuadro 1. Las distribuciones de tamaño se obtuvieron usando anemometría de desfase Doppler (PDA). Por otra parte, debe mencionarse que las partículas utilizadas eran bastante grandes por lo que las fuerzas de adhesión no fueron de gran importancia y las partículas pudieron dispersarse fácilmente.

También, en el rango de velocidades de aire consideradas, no se observaron partículas pegadas a las paredes ni la formación de aglomeraciones en la pared inferior del canal. Tales fenómenos se observan solamente a bajas velocidades del aire.

Cuadro 1. Diámetros característicos de las partículas.

Tamaño nominal de la partícula (μm)	Rango de tamaños de las partículas (μm)	Diámetro medio (μm)	Desviación Estándar (μm)	Rango de tamaño muestreados para mediciones de velocidad (μm)	Tiempo de respuesta de las partículas (ms)	Numero de Stokes de las partículas
130	100-160	130	14.5	120-140	73.0	21.2
195	130-230	195	21.5	180-210	189.0	51.7

En los experimentos se utilizaron partículas esféricas de vidrio (densidad $\rho_p = 2450 \text{ kg/m}^3$). El número de Stokes de la partícula se calculó basándose en la escala temporal integral en la línea central del canal para una velocidad media de 20 m/s.

Para proporcionar una perspectiva de las características de la respuesta temporal de las partículas a las fluctuaciones turbulentas del aire, se presentan los números de Stokes en el Cuadro 1 para el flujo con un $Re_H = 42585$. El tiempo de respuesta de la partícula, τ_p , se calculó como:

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu f_d} \quad (2)$$

Donde ρ_p es la densidad de la partícula, D_p el diámetro de la partícula y $f = 1.0 + 0.15Re_p^{0.687}$ es un término no lineal del coeficiente de resistencia de la partícula, que es calculado de forma iterativa usando la velocidad terminal de las partículas $U_{p,\infty}$ en el número de Reynolds de la partícula:

$$Re_p = \frac{\rho D_p U_{p,\infty}}{\mu} \quad (3)$$

Como la escala temporal característica de la turbulencia, se seleccionó la escala temporal integral, T_L . Ésta, en el centro del canal, se estimó a partir de las

siguientes relaciones para la energía cinética turbulenta, k , y la disipación turbulenta, ε (Milojevic, 1990)⁴⁵:

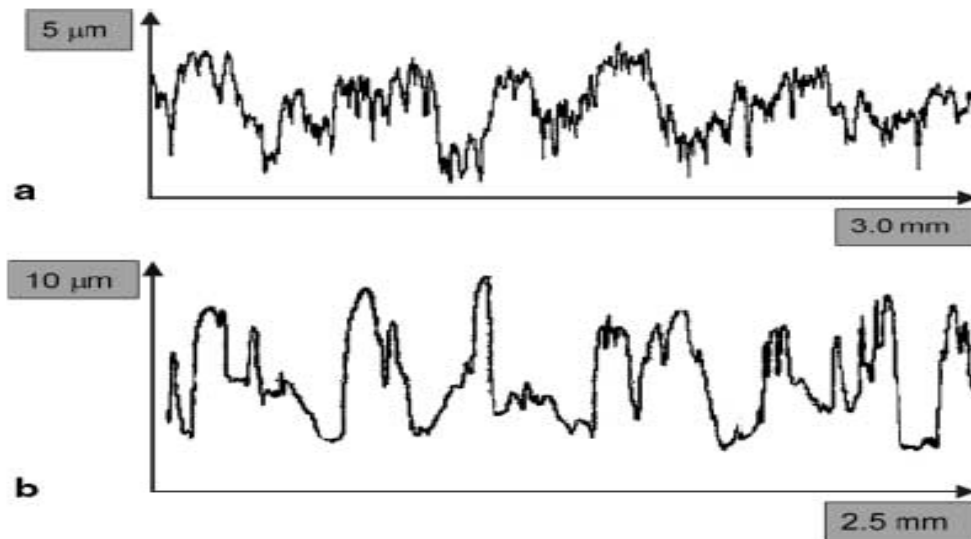
$$T_L = \frac{2}{9} \frac{k}{\varepsilon} \quad (4)$$

$$k = 0.5(u_{rms}^2 + 2v_{rms}^2) \quad (5)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{0.75} \frac{k^{1.5}}{l_m} \quad (6)$$

Los resultados presentados en el cuadro 1 demuestran que el número de Stokes para las partículas más pequeñas es mucho mayor que la unidad, lo que indica que su movimiento no es fuertemente afectado por la turbulencia. Durante los experimentos, no se observó ninguna degradación o erosión considerable de las partículas, de modo que los errores resultantes en la medición con PDA pueden descartarse. Sin embargo, el material de las partículas fue renovado con frecuencia.

Figura 2. Medición de los perfiles de rugosidad de la superficie para la placa de acero inoxidable; a. bajo grado de rugosidad; b. alto grado de rugosidad (ambas abscisas son lineales, los valores especificados sobre la abscisa indican exactamente la longitud completa de la horizontal y vertical).



⁴⁵ Milojevic, D. Lagrangian stochastic-deterministic (LSD) prediction of particle dispersion in turbulence. Part Part Syst Charact., vol. 7, pp. 181–190 (1990)

Para los experimentos se usaron paredes de acero inoxidable (pared superior e inferior a lo largo de todo el canal) con dos grados de rugosidad: placas de baja y alta rugosidad.

Los perfiles típicos de rugosidad se muestran en figura 2, obtenidas por un Paertometro (tipo S3P) el cuál explora mecánicamente la superficie. Al escanear numéricamente este perfil de rugosidad con diversas distancias de muestreo, se puede obtener el grado de rugosidad experimentado por los diversos tamaños de partículas, según lo demostrado por Sommerfeld y Huber (1999)⁴⁶.

La dimensión relevante de la rugosidad es el valor medio de la diferencia entre los máximos y los mínimos vecinos de la estructura de rugosidad. Estos valores se resumen en el cuadro 2 para tanto para la dirección de la corriente como para la dirección lateral (R_x y R_y), junto con los valores máximos respectivos ($R_{x,max}$ y $R_{y,max}$).

Cuadro 2. Características de la rugosidad de la pared para los dos tipos de Acero Inoxidable usados en el experimentos (R_x , R_y , valores medios; $R_{x,max}$, $R_{y,max}$ valores máximos)

Grado de rugosidad la de pared	Dirección del flujo		Dirección transversal	
	R_x (μm)	$R_{x,max}$ (μm)	R_y (μm)	$R_{y,max}$ (μm)
Baja rugosidad	2.32	2.86	2.09	3.34
Alta rugosidad	6.83	8.32	6.89	7.83

4.1.3. Instrumentación. Para la medida simultánea de las propiedades de ambas fases, partículas y gaseosa, se utilizó la técnica PDA. Ésta permitió la determinación de las velocidades promediadas temporalmente para ambas fases con una buena resolución espacial, y además, la distribución local del tamaño de las partículas. Para permitir una medida de las velocidades de la fase continua en la presencia de las partículas, se agregaron partículas esféricas (Ballotini 10002A) al flujo con un tamaño nominal cercano a 4 μm . Esto se logró mezclando los trazadores con las partículas de la fase dispersa en el depósito del alimentador de

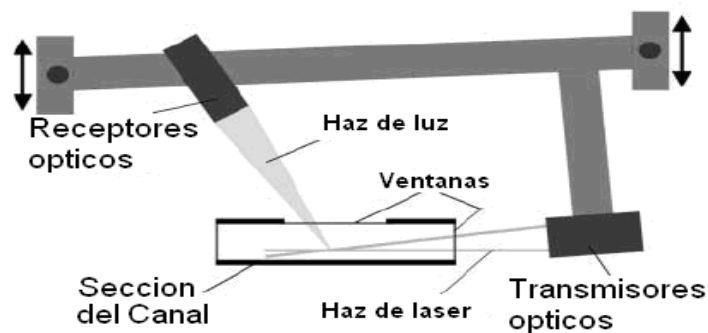
⁴⁶ Sommerfeld, M., and Huber, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. Int. J. Multiphase Flow, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

partículas. El procedimiento de discriminación se basó en la medida del tamaño según Qiu et al. (1991)⁴⁷.

La óptica de transmisión y recepción del PDA de dos componentes (Dantec Fiber PDA) fue montada en un sistema de movimiento común controlado por ordenador como se ilustra en la Figura 3. Para asegurar una alta intensidad de luz dispersada para las partículas trazadoras, se montó el receptor con un ángulo de dispersión de 33.5°. En este ángulo se establece una relación lineal entre la fase y el tamaño, como se demostró en Sommerfeld y Tropea (1999)⁴⁸ usando el calculo de Mie. Los perfiles verticales de las propiedades de ambas fases se midieron cerca del extremo final del canal (5.8 m desde la entrada) en el plano central.

La medida de las componentes horizontal y vertical de la velocidad para ambas fases hasta las paredes inferior y superior del canal, fue solamente posible inclinando el sistema de movimiento. Las medidas cercanas a la pared superior se realizaron por el sistema de movimiento acomodado de tal manera que el haz de luz superior para medición de la componente vertical de la velocidad era paralelo a la pared del canal. Cerca al centro del canal, el sistema de movimiento se debía inclinar por el sistema de control de la computadora, de modo que el haz inferior era paralelo a la pared inferior (Figura 3). Por lo tanto, fue posible establecer medidas totalmente controladas por computador a lo largo de la altura del canal.

Figura 3. Instalación del PDA sobre el sistema de movimiento controlado por computador.



Una medida típica de la distribución combinada de tamaños de las partículas y de trazadores se muestra en la Figura 4 junto con la correlación tamaño – velocidad para tres puntos en el canal: en el centro y de 0.03 y 0.29 alturas del canal sobre la pared inferior.

⁴⁷ Qiu, H.-H., Sommerfeld, M. and Durst, F. High resolution data processing for phase-Doppler measurements in a complex two-phase flow. Meas Sci Technol., vol. 2, pp.455–463 (1991).

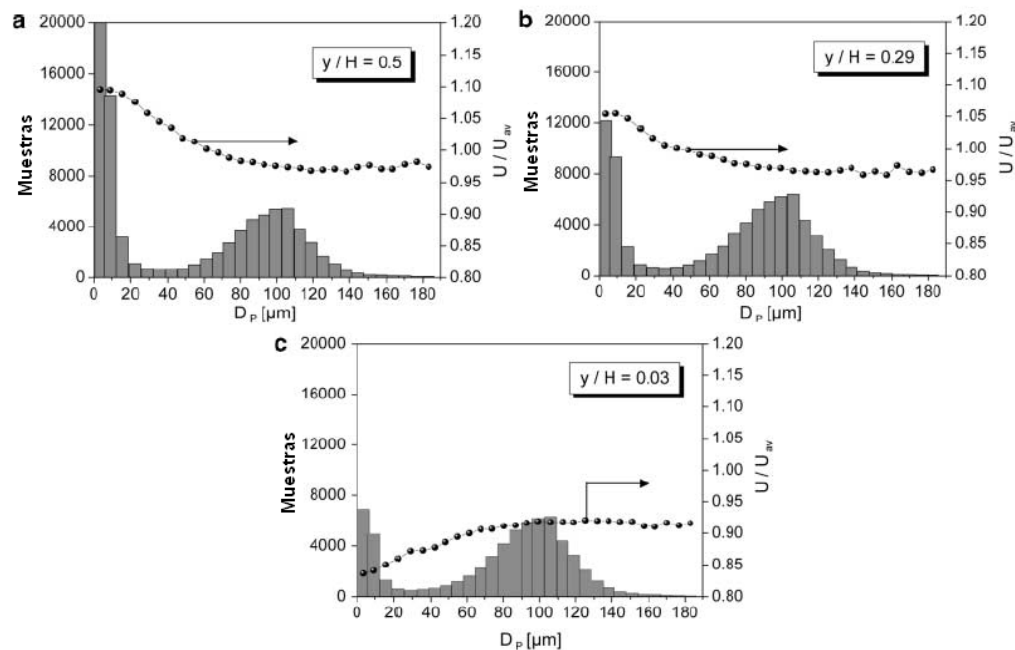
⁴⁸ Sommerfeld, M. and Tropea, C. Single-point laser measurement. In: Soo SL (ed) Instrumentation for fluid-particle flow, Chap. 7. Noyes Publications, Park Ridge, N.J., pp 252–317 (1999).

El eje vertical indica el número de muestras validadas para las diversas clases de diámetro. En cada punto de medida se toma un número suficientemente grande de muestras (mínimo 8.000 para cada fase; ver Figura 4), con el objeto de permitir unas medidas estadísticamente confiables (pequeños intervalos de confianza para el valor medio y rms) de las componentes de velocidad media y fluctuante de ambas fases.

De la Figura 4, es obvio que es posible una separación clara de las distribuciones de tamaño del trazador y de las partículas de la fase dispersa. La información para la velocidad de la fase gaseosa se obtuvo de las partículas menores de $7\ \mu\text{m}$.

La correlación tamaño-velocidad demuestra que, en las primeras dos clases de diámetro, la componente axial de la velocidad es casi constante y por lo tanto, representa la velocidad del aire correctamente. Incluso en la vecindad de la pared con escalas temporales turbulentas pequeñas y con altos gradientes de velocidad, la variación en la velocidad del trazador en el rango de tamaños hasta $7\ \mu\text{m}$ fue menos del 1% (Figura 4c).

Figura 4. Distribución de tamaños del trazador y de la fase dispersa de partículas (barras verticales) ambas con la correlación tamaño – velocidad (líneas con símbolos): a $y/H = 0.5$, centro del canal; b $y/H = 0.29$; c $y/H = 0.03$ ($U_{avg} = 19.7\ \text{m/s}$; esferas de vidrio de $100\ \mu\text{m}$; $\eta = 0.3$; baja rugosidad; y distancia desde la pared inferior)



Puesto que el software comercial del sistema PDA no permitió la determinación exacta de la concentración de partículas, los datos obtenidos fueron reprocesados después de las medidas para permitir una mejor determinación de este valor a través del canal.

Algo esencial para la medición de la concentración es la determinación del volumen de prueba en la sección transversal como una función de la dirección del movimiento de la partícula (Sommerfeld y Qiu 1995)⁴⁹. Como el movimiento de la partícula se puede considerar esencialmente bidimensional en el canal considerado, y como se usó un sistema PDA de dos componentes, se determinó la sección del volumen de prueba perpendicular al movimiento de la partícula como (Zhang y Ziada 2000)⁵⁰:

$$A_{p\perp} = \frac{\pi}{4} d_e^2 \frac{1}{\tan \varphi} \left| \frac{v_p}{u_p} \right| + d_e L \quad (7)$$

donde d_e es el diámetro el volumen de prueba dado por el valor e^{-1} de la distribución de la intensidad de luz, φ es el ángulo de desviación del eje del receptor, L es la longitud del volumen de prueba proyectado sobre el receptor óptico, v_p es la componente instantánea transversal de la velocidad de la partícula (perpendicular a la componente principal de la corriente), y u_p es el valor absoluto de las dos componentes relevantes de la velocidad de la partícula (en la dirección de la corriente y en la dirección transversal).

Puesto que se consideran partículas casi monodispersas bastante grandes, no se consideró la variación de la sección transversal en el volumen de prueba con el tamaño de partícula. Por lo tanto, la concentración número de partículas c_n se calculó en función del número de muestras (N_p) y del tiempo total de medida (T_{samp}) de la forma:

$$c_n = \frac{N_p}{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} (A_{p\perp} \sqrt{u_p^2 + v_p^2}) T_{samp}} \quad (8)$$

Aquí u_p y v_p son las componentes de la velocidad instantánea de la partícula en dirección de la corriente y la dirección transversal, respectivamente. Puesto que las señales Doppler rechazadas fueron ignoradas en esta evaluación, las medidas

⁴⁹ Sommerfeld, M. and Qiu, H.H., Particle concentration measurements by phase-Doppler anemometry in complex dispersed two-phase flows. Exp. Fluids Vol 18,187–198 (1995).

⁵⁰ Zhang, Zh. and Ziada, S., PDA measurements of droplet size and mass flux in the three-dimensional atomisation region of water jet in air cross-flow. Exp. Fluids Vol. 28, 29–35 (2000)

de los valores absolutos de concentración de partículas no son muy confiables. Por lo tanto, los resultados de c_n se presentan como valores normalizados, es decir la concentración medida sobre el valor medio de la concentración obtenido a través canal, $c_{n,avg}$.

4.2. APROXIMACIÓN TEÓRICO – NUMERICA

Los cálculos numéricos han sido realizados utilizando la aproximación Euleriana para el fluido y la descripción Lagrangiana para la fase de las partículas. El flujo de aire se describe bien mediante el modelo de esfuerzos de Reynolds (versión Launder-Reece-Rodi, Launder et al., 1975)⁵¹ extendidos apropiadamente para tener en cuenta los efectos de la segunda fase. Las ecuaciones de conservación pueden escribirse en la forma general para la variable genérica ϕ :

$$(\rho\phi)_{,t} + (\rho U_i \phi)_{,i} = (\Gamma_{ik} \phi_{,k})_{,i} + S_\phi + S_{\phi p} \quad (9)$$

donde ρ es la densidad del gas, U_i son las componentes de la velocidad media y Γ_{ik} es un tensor de transporte efectivo. Los términos fuente usuales presentes en las ecuaciones de la fase continua se recogen en S_ϕ mientras que $S_{\phi p}$ representa el término fuente adicional debido a la interacción con la fase dispersa.

El cuadro 3 resume el significado de las diferentes cantidades para cada variable ϕ , donde P es la presión media, μ la viscosidad del gas y $R_{jl} = \overline{u'_j u'_l}$ las componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds.

La simulación de la fase de las partículas por medio de la aproximación lagrangiana requiere la solución de la ecuación del movimiento para cada partícula computacional. Esta ecuación incluye las fuerzas de inercia, resistencia, peso – flotabilidad y las fuerzas de sustentación debidas a la existencia de esfuerzo cortante relativo (slip – shear) y velocidad de rotación relativa (slip – rotational).

El término de historia de Basset, la masa añadida y la inercia del fluido son despreciables para altos cocientes entre las densidades de la partícula y el gas. El cambio de la velocidad angular a lo largo de la trayectoria de la partícula se debe a las colisiones con las paredes y la interacción viscosa con el fluido (lo cual genera un torque T). Por tanto las ecuaciones del movimiento para la partícula esférica están dadas por:

⁵¹ Launder B E, Reece G J & Rodi W. Progress in the development of a Reynolds Stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.* Vol. 68, 537-66, 1975.

$$\frac{dx_{p\ i}}{dt} = u_{p\ i} \quad (10)$$

$$m_p \frac{du_{p\ i}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho}{\rho_p D_p} m_p c_D (u_i - u_{p\ i}) |\vec{u} - \vec{u}_B| + m_p g_i \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) + F_{ls\ i} + F_{lr\ i} \quad (11)$$

$$I_p \frac{d\omega_{p\ i}}{dt} = T_i \quad (12)$$

donde x_p son las coordenadas de la posición de la partícula, u_p su velocidad, $u_i = U_i + u'_i$ es la velocidad instantánea del gas, D_p es el diámetro de la partícula y ρ_p su densidad. $m_p = (\pi/6)\rho_p D_p^3$ es la masa de la partícula e $I_p = 0.1 m_p D_p^2$ es el momento de inercia para una esfera. El coeficiente de resistencia se obtiene de la correlación estándar:

Cuadro 3. Significado de los diferentes términos en la ecuación general para las variables que describen la fase del gas en el modelo de turbulencia de esfuerzos de Reynolds.

ϕ	Γ_{ik}	S_ϕ
1	0	0
U_j	$\mu \delta_{ik}$	$-P_{,j} + (\Gamma_{jk} U_{i,k})_{,i}$ $-\rho R_{ij,i} + \rho g_j$
R_{jl}	$c_S \rho R_{ik} k / \varepsilon$	$\mathcal{P}_{jl} - \varepsilon_{jl} + \Pi_{jl}$
ε	$c_\varepsilon \rho R_{ik} k / \varepsilon$	$c_{\varepsilon 1} \mathcal{P}_{kk} \varepsilon / k - \rho c_{\varepsilon 2} \varepsilon^2 / k$
$\mathcal{P}_{jl} = -\rho(R_{jk} U_{l,k} + R_{lk} U_{j,k})$ $\varepsilon_{jl} = \frac{2}{3} \rho \delta_{jl} \varepsilon$ $\Pi_{jl} = -c_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} (R_{jl} - \frac{1}{3} \delta_{jl} R_{kk})$ $-c_2 \rho (\mathcal{P}_{jl} - \frac{1}{3} \delta_{jl} \mathcal{P}_{kk})$ $c_S = 0.22 \quad c_\varepsilon = 0.18 \quad c_{\varepsilon 1} = 1.45$ $c_{\varepsilon 2} = 1.9 \quad c_1 = 1.8 \quad c_2 = 0.6$		

$$c_D = \begin{cases} 24 Re_p^{-1} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) & Re_p \leq 1000 \\ 0.44 & Re_p > 1000 \end{cases} \quad (13)$$

donde $Re_p = \rho D_p |\vec{u} - \vec{u}_p| / \mu$ es el número de Reynolds de la partícula.

La fuerza de sustentación slip – shear se basa en el resultado analítico de Saffman (1965)⁵² el cual fue extendido a mayores números de Reynolds de partícula por Mei (1992)⁵³.

$$\vec{F}_{ls} = 1.615 D_p \mu Re_s^{1/2} c_{ls} \frac{[(\vec{u} - \vec{u}_p) \times \vec{\omega}]}{|\vec{\omega}|} \quad (14)$$

donde $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$ es la rotación del fluido, $Re_s = \rho D_p^2 |\vec{\omega}| / \mu$ el número de Reynolds del flujo cortante basado en las dimensiones de la partícula y $c_{ls} = F_{ls} / F_{ls,Saff}$ es el cociente de la fuerza de sustentación extendida y la fuerza de Saffman:

$$c_{ls} = \begin{cases} (1 - 0.3314\beta^{0.5})e^{-Re_p/10} \\ \quad + 0.3314\beta^{0.5} & Re_p \leq 40 \\ 0.0524(\beta Re_p)^{0.5} & Re_p > 40 \end{cases} \quad (15)$$

y β es un parámetro dado por $\beta = 0.5 Re_s / Re_p$.

La fuerza de sustentación slip – rotational se basa en la relación dada por Rubinow y Keller (1961)⁵⁴, la cual fue extendida para tener en cuenta el movimiento relativo entre la partícula y el fluido. Además, medidas recientes realizadas por Oesterlé y Bui Dinh (1998)⁵⁵ permiten una extensión de esta fuerza de sustentación para mayores números de Reynolds de partícula. Por consiguiente, se consideró la siguiente expresión para la fuerza slip – rotational:

$$\vec{F}_{lr} = \frac{\pi}{8} D_p^3 \rho \frac{Re_p}{Re_r} c_{lr} [\vec{\Omega} \times (\vec{u} - \vec{u}_p)] \quad (16)$$

con $\vec{\Omega} = 0.5 \nabla \times \vec{u} - \vec{\omega}_p$ y el número de Reynolds de la rotación de la partícula viene dado por $Re_r = \rho D_p^2 |\vec{\Omega}| / \mu$. El coeficiente de sustentación de acuerdo con Oesterlé y Bui Dinh (1998)⁵⁶ viene dado para $Re_p < 2000$ por:

$$c_{lr} = 0.45 + \left(\frac{Re_r}{Re_p} - 0.45 \right) e^{-0.05684 Re_r^{0.4} Re_p^{0.3}} \quad (17)$$

⁵² P.G. Saffman, The lift on a small sphere in a shear flow, J. Fluid Mech. 22 (1965) 385–400.

⁵³ R. Mei, An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, Int. J. Multiph. Flow 18 (1992) 145–147.

⁵⁴ S.I. Rubinow, J.B. Keller, The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous liquid, J. Fluid Mech. 11 (1961) 447–459.

⁵⁵ B. Oesterlé, T. Bui Dinh, Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers, Exp. Fluids 25 (1998) 16–22.

⁵⁶ Ib

Para el torque sobre una partícula rotante se extendió la expresión dada por Rubinow y Keller (1961)⁵⁷ para tener en cuenta el movimiento relativo entre el fluido y la partícula y considerar números de Reynolds más elevados:

$$\vec{T} = \frac{\rho}{2} \left(\frac{D_p}{2} \right)^5 c_R |\vec{\Omega}| \vec{\Omega} \quad (18)$$

donde el coeficiente de rotación se obtiene de Rubinow y Keller (1961)⁵⁸ y las simulaciones numéricas directas de Dennis et al. (1980)⁵⁹ en la forma:

$$c_R = \begin{cases} \frac{64\pi}{Re_r} & Re_r \leq 32 \\ \frac{12.9}{Re_r^{0.5}} + \frac{128.4}{Re_r} & 32 < Re_r < 1000 \end{cases} \quad (19)$$

Las ecuaciones para calcular el movimiento de las partículas se resuelven integrando numéricamente las ecuaciones diferenciales (10) – (12). Asumiendo pasos temporales suficientemente pequeños y considerando que las fuerzas permanecen constantes durante el paso temporal, se calculan la nueva posición, velocidad lineal y angular de la partícula. El paso temporal lagrangiano para el trazado de las partículas se eligió como el 50% de la más pequeña de todas las escalas temporales relevantes: el tiempo de relajación de la partícula, la escala integral de la turbulencia y tiempo promedio entre dos colisiones sucesivas entre partículas.

4.2.1. Influencia de las partículas sobre el flujo. Se ha utilizado la expresión estándar en la ecuación de momento para el término fuente debido a las partículas. Éste se obtiene realizando un promedio temporal y estadístico en cada volumen de control en la forma:

$$\overline{S_{Uip}} = -\frac{1}{V_{cv}} \sum_k m_k N_k \sum_n \{ ([u_{pi}]_k^{n+1} - [u_{pi}]_k^n) - g_i \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) \Delta t_L \} \quad (20)$$

donde la suma sobre n indica promedio sobre la trayectoria de la partícula (promedio temporal) y la suma sobre k está relacionada con el número de partículas computacionales que cruzan el volumen de control considerado con

⁵⁷ S.I. Rubinow, J.B. Keller, The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous liquid, J. Fluid Mech. 11 (1961) 447–459.

⁵⁸ Ib

⁵⁹ S.C.R. Dennis, S.N. Singh, D.B. Ingham, The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers, J. Fluid Mech. 101 (1980)257–279.

volumen V_{cv} . La masa de cada partícula individual es m_k y N_k es el número real de partículas que representa cada parcela o partícula computacional. Δt_L es el paso temporal lagrangiano utilizado en la solución de (10)-(12).

Los términos fuente debidos a las partículas en las ecuaciones de conservación de las componentes de los esfuerzos de Reynolds, R_{jl} , se expresan utilizando el promedio de Reynolds como:

$$S_{R_{jlp}} = \overline{u_j S_{U_{lp}}} + \overline{u_l S_{U_{jp}}} - (\overline{U_j S_{U_{lp}}} + \overline{U_l S_{U_{jp}}}) \quad (21)$$

Mientras que el término fuente en la ecuación de la disipación se modela del modo habitual:

$$S_{\varepsilon p} = C_{\varepsilon 3} \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{k} S_{R_{jjp}} \quad (22)$$

con $C_{\varepsilon 3} = 1.0$ y la suma está implícita en el índice repetido j .

4.2.2. Modelado de los procesos elementales. Las componentes de la velocidad del fluido a lo largo de la trayectoria de la partícula se determinan combinando la velocidad media del fluido, interpolada de los nodos de la malla, y una componente fluctuante generada mediante un modelo de Langevin descrito en (Sommerfeld et al. 1993)⁶⁰. En este modelo la velocidad fluctuante se compone de una contribución correlacionada con el paso temporal inmediatamente anterior y una componente aleatoria muestreada de una función de distribución Gaussiana.

El término correlacionado depende de las características de respuesta de la partícula (es decir, del número de Stokes turbulento) las cuales se calculan utilizando escalas apropiada de longitud y tiempo de la turbulencia estimadas del modelo de turbulencia.

En flujos confinados, el modelado de las colisiones partícula – pared rugosa tiene una importancia fundamental. El cambio de la velocidad lineal y angular de la partícula durante el proceso de colisión con la pared se calcula resolviendo las ecuaciones del impulso acopladas con la ley de Coulomb de la fricción (Sommerfeld & Huber, 1999)⁶¹. Separando el proceso en períodos de compresión y rebote e introduciendo un coeficiente de restitución (cociente entre el impulso de rebote normal a la pared y el de compresión) se obtienen dos conjuntos de ecuaciones para colisiones con y sin deslizamiento. La distinción entre esos dos

⁶⁰ Sommerfeld M., Kohnen G. and Rüger M., 1993, Some open questions and inconsistencies of Lagrangian Particle dispersion models, Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Aug. 1993, Paper 15.1.

⁶¹ Sommerfeld, M., and Huber, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. Int. J. Multiphase Flow, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

tipos de colisión se basa en el coeficiente de fricción. Por consiguiente, se requieren dos parámetros para el modelo de colisión partícula – pared, los cuales dependen de la velocidad de impacto, tamaño de partícula y ángulo de impacto, los cuales deben obtenerse experimentalmente (Sommerfeld & Huber, 1999)⁶².

Adicionalmente, ya se ha comentado que la rugosidad de la pared tiene una influencia sustancial sobre el proceso de colisión partícula – pared. Su modelado depende del tamaño de la partícula y la estructura de la rugosidad de la pared. Puesto que una consideración detallada de tales estructuras en el marco de la aproximación Lagrangiana no es posible, se desarrolló un modelo estocástico.

Para ello se asume que el ángulo instantáneo de impacto con la pared está compuesto del ángulo de la trayectoria y una contribución estocástica debida a la rugosidad de la pared

$$\alpha_w = \alpha_0 + \Delta\gamma \xi \quad (23)$$

donde ξ es un número aleatorio con media cero y varianza unidad y $\Delta\gamma$ es la desviación estándar de la función de distribución del ángulo de rugosidad la cual depende del tamaño de la partícula y la altura de las estructuras rugosas de la pared (Sommerfeld & Huber, 1999⁶³; Sommerfeld & Kussin, 2004⁶⁴).

A través de numerosos experimentos y simulaciones numéricas se desarrollaron correlaciones entre $\Delta\gamma$ y el diámetro de la partícula con el grado de rugosidad como parámetro. Un ejemplo de ellas se muestra en la figura 5. Dichas curvas también pueden ajustarse mediante funciones de correlación apropiadas (Sommerfeld, 2003)⁶⁵.

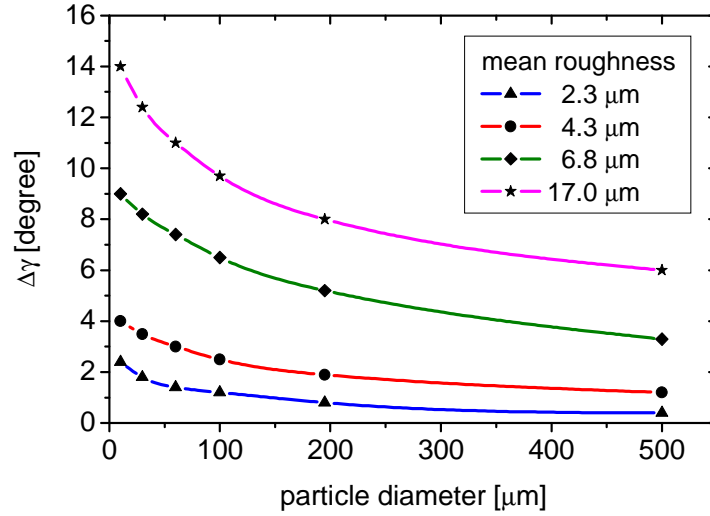
⁶² Sommerfeld, M., and Huber, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. Int. J. Multiphase Flow, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

⁶³ Ib

⁶⁴ Sommerfeld, M. and J. Kussin, J., 2004, Wall roughness effects on pneumatic conveying of spherical particles in a narrow horizontal channel. Powder Technology, Vol. 142, 180-192

⁶⁵ Sommerfeld, M. Analysis of collision effects for turbulent gas – particle flow in a horizontal channel: Part I. Particle transport. Int. J. Multiphase Flow, vol. 29, pp. 675-699 (2003).

Figura 5. Correlaciones entre la desviación estándar del ángulo de rugosidad $\Delta\gamma$ y el diámetro de partícula para diferentes alturas medias de rugosidad



La función densidad de probabilidad del ángulo de rugosidad con desviación estándar $\Delta\gamma$ se describe mediante una función de distribución normal

$$P(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta\gamma^2}} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2\Delta\gamma^2}\right) \quad (24)$$

Sin embargo, debido al llamado *efecto sombra* para pequeños ángulos de impacto, esta función de distribución está efectivamente desplazada hacia valores positivos del ángulo de rugosidad ya que las partículas no pueden alcanzar el lado de sotavento de las estructuras rugosas (Sommerfeld & Huber, 1999)⁶⁶.

En tales casos aparece una transferencia de momento pronunciada desde la componente horizontal hacia la vertical, la cual está asociada con un fuerte incremento de la velocidad fluctuante de las partículas y de la frecuencia de colisión partícula pared en flujos confinados. En transporte neumático este *efecto sombra* provoca una redispersión de las partículas reduciendo la influencia de la deposición debida a la gravedad.

Las colisiones entre las partículas se modelan mediante la aproximación estocástica descrita en detalle en Sommerfeld (2001)⁶⁷. Este modelo se basa en la generación de una partícula compañera de colisión ficticia en cada paso temporal

⁶⁶ Sommerfeld, M., and Huber, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. Int. J. Multiphase Flow, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

⁶⁷ SOMMERFELD, M., 2001, Validation of a stochastic Lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. International Journal of Multiphase Flows, Vol. 27, 1828-1858.

Lagrangiano de la partícula real considerada. Tales partículas ficticias son representantes de la población local de partículas por lo que su tamaño y velocidad se muestrean de una función de distribución local previamente determinada.

Las distribuciones de velocidad se asumen normalmente distribuidas y la posibilidad de correlación entre las velocidades de las partículas implicadas en la colisión se tiene en cuenta a través del número de Stokes de la partícula. Una vez que las propiedades instantáneas de las partículas real y ficticia son conocidas, se calcula la siguiente densidad de probabilidad

$$P = \frac{\pi}{6} (D_{pr} + D_{pf})^2 \left| \overrightarrow{u_{pr}} - \overrightarrow{u_{pf}} \right| \cdot n_p \Delta t_L \quad (25)$$

Los subíndices *pr* y *pf* corresponden a la partícula real y ficticia respectivamente y n_p es la concentración número de partículas y Δt_L es el paso temporal Lagrangiano. Una colisión ocurre si un número aleatorio muestreado de una distribución uniforme en el rango [0,1] es menor que la probabilidad de colisión.

Los efectos del fluido durante el proceso de colisión pueden despreciarse si la duración de la colisión es muy pequeña comparada con el tiempo de movimiento libre, el tamaño de las partículas implicadas no es muy diferente y el cociente entre las densidades del sólido y el fluido es mucho mayor que la unidad.

En tales condiciones, la eficiencia de la colisión puede asumirse del 100%. Ya que es muy sofisticado determinar el punto de impacto sobre la superficie de las partículas en un sistema de referencia fijo de laboratorio, las velocidades lineales y rotacionales se transforman a un sistema de coordenadas donde la partícula ficticia se encuentra estacionaria.

En esta configuración, el vector velocidad relativa está alineado con el eje del cilindro de colisión por lo que el desplazamiento lateral de los centros de ambas partículas así como los ángulos de colisión se muestrean de un proceso aleatorio (Sommerfeld, 2001)⁶⁸. Resolviendo de nuevo las ecuaciones de impulso en combinación con la ley de Coulomb de la fricción, se obtienen dos conjuntos de ecuaciones para colisión con y sin deslizamiento cuya solución proporciona las nuevas velocidades de la partícula real. Las velocidades de la partícula ficticia no son relevantes. Finalmente, las velocidades de la partícula real se retransforman al sistema de referencia fijo de laboratorio.

⁶⁸SOMMERFELD, M., 2001, Validation of a stochastic Lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. International Journal of Multiphase Flows, Vol. 27, 1828-1858.

5. RESULTADOS

La simulación numérica del flujo bifásico en el canal horizontal de sección rectangular se abordó mediante la aproximación Euler-Lagrange, en la cual la predicción del flujo del fluido se realiza resolviendo las ecuaciones Eulerianas de Navier-Stokes mientras que la obtención de las propiedades de la fase sólida dispersa utiliza el trazado Lagrangiano resolviendo la ecuación del movimiento basada en la segunda ley de Newton.

Los cálculos estacionarios del flujo del fluido se abordaron con el modelo de turbulencia de Reynolds Stress (versión Launder-Reece-Rodi), utilizando el software ELSA 2D disponible en el grupo de investigación en Mecánica de Fluidos de la UAO, teniendo en cuenta los procesos de colisión partícula – pared rugosa y colisiones entre partículas. Primero se considerará el canal horizontal de sección rectangular con baja rugosidad y gravedad terrestre donde hay disponibles resultados experimentales que permitirán validar la estrategia de cálculo.

Posteriormente se abordarán las simulaciones en condiciones de gravedad reducida, lunar y microgravedad. Finalmente se realizarán las simulaciones correspondientes en condiciones de mayor rugosidad.

El canal horizontal se representó computacionalmente como un dominio rectangular de $L = 6$ m de largo por $H = 0.035$ m de alto. Todos los cálculos se realizaron con una malla de 960×40 volúmenes de control en las direcciones horizontal (6000 mm) y vertical (35 mm) respectivamente.

Después de realizar un estudio de sensibilidad, esta resolución fue suficiente para obtener resultados independientes de la malla. Las fronteras superior e inferior del dominio se establecen como paredes impermeables, el lado izquierdo se define como entrada de velocidad y el derecho como condición salida.

El perfil de entrada para la velocidad media del gas se estipuló como uniforme e igual a la velocidad promedio obtenida experimentalmente de 20 m/s; los valores de entrada de las variables turbulentas se asumieron como $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ para los esfuerzos normales de Reynolds y $0.0 \text{ m}^2/\text{s}^2$ para los esfuerzos cortantes de Reynolds. Sin embargo, su valor exacto no es esencial ya que el flujo monofásico alcanza el estado de flujo totalmente desarrollado antes de la sección de medida (ya que $L/H > 170$).

Las partículas sólidas se inyectan en la entrada, con el flujo másico experimental, a través de 34 elementos de la malla de 1 mm. de altura. La velocidad de inyección de cada parcela computacional se muestrea de una distribución gaussiana con

velocidades medias y rms conocidas (tanto para la velocidad de translación como de rotación). Los valores exactos empleados fueron: velocidad horizontal media = 11 m/s y rms = 1.6 m/s; velocidad vertical media = 0 m/s y rms = 1.6 m/s; velocidad de rotación media = 0 s⁻¹ y rms = 10³ s⁻¹.

Nuevamente, los valores exactos no son esenciales ya que las velocidades de las partículas alcanzan valores de casi equilibrio, lo cual ha sido comprobado explícitamente en el último metro del canal. Durante su trayectoria, las partículas experimentan colisiones con las paredes rugosas y con otras partículas, abandonando el dominio computacional por la frontera de salida.

Los cálculos numéricos se compararon con los datos experimentales obtenidos en el canal horizontal presentado en Sommerfeld & Kussin (2004)⁶⁹. Se consideraron partículas esféricas de vidrio de dos tamaños diferentes, $D_p = 130, 195 \mu\text{m}$ con densidad material $\rho_p = 2450 \text{ kg m}^{-3}$. En los cálculos las partículas se tratan como monodispersas debido al pequeño valor de la anchura de la distribución de tamaño, lo cual se traduce en valores muy pequeños de la desviación estándar normalizada con el diámetro medio.

Este hecho implica que el tiempo de respuesta característico de todas las partículas en la distribución sea muy aproximadamente constante. Los valores utilizados de densidad y viscosidad dinámica para el gas (aire) fueron $\rho = 1.25 \text{ kg m}^{-3}$ y $\mu = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$, respectivamente.

Se consideraron dos tipos de paredes rugosas: una rugosidad muy baja (R0) con una altura media de las estructuras de rugosidad alrededor de $2 \mu\text{m}$, y una rugosidad más alta (R2) con un valor medio de altura de dichas estructuras rugosas de unas $7 \mu\text{m}$ (Sommerfeld & Kussin, 2004)⁷⁰. Los valores en grados empleados para el parámetro de rugosidad, $\Delta\gamma$, en función del diámetro de partícula, fueron: 1.5° para el caso R0 y $D_p = 130 \mu\text{m}$; 1.2° para el caso R0 y $D_p = 195 \mu\text{m}$; 5.1° para el caso R2 y $D_p = 195 \mu\text{m}$, como en Laín & Sommerfeld (2008)⁷¹.

Las estadísticas concernientes a la fase de partículas se calcularon basadas en 10^5 parcelas computacionales. Todas las comparaciones entre los datos experimentales y los cálculos para los perfiles de las diferentes variables se

⁶⁹ Sommerfeld, M. and Kussin, J. Experimental and numerical studies of pressure drop in particle-laden horizontal channel flow. Proc. 3rd Int. Symp. On Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa (Italy), 22-24 September 2004.

⁷⁰ Sommerfeld, M. and Kussin, J. Experimental and numerical studies of pressure drop in particle-laden horizontal channel flow. Proc. 3rd Int. Symp. On Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa (Italy), 22-24 September 2004.

⁷¹ Laín, S., and Sommerfeld, M., 2008. "Euler/Lagrange computations of pneumatic conveying in a horizontal channel with different wall roughness". Powder Technology, 184, pp.76-88.

muestran en la ubicación de medida situada en $x = 5,8$ m aguas abajo de la entrada.

El proceso de validación de la estrategia computacional en condiciones de gravedad terrestre se realizó en Laín & Sommerfeld (2008)⁷². Las principales tendencias presentadas por los datos experimentales y reproducidas por las simulaciones fueron las siguientes:

- Los perfiles de velocidad media del gas se aplastan ligeramente conforme se incrementa la fracción de carga de partículas.
- No hay diferencias significativas en la velocidad media de las partículas al incrementarse la fracción de carga.
- Ambas componentes de la velocidad fluctuante del gas, horizontal u' y vertical v' , se reducen al incrementar la fracción de carga, lo cual es consistente con la observación de que las partículas pequeñas tienden a suprimir la turbulencia.
- Las velocidades fluctuantes de las partículas decrecen ligeramente conforme la fracción de carga aumenta.
- Incrementando la fracción de carga el flujo másico normalizado de partículas se reduce en la parte inferior del canal como resultado de las colisiones entre las partículas, es decir, éstas reducen la deposición de partículas debido a la gravedad.
- Incrementar la rugosidad también incrementa la resuspensión de la fase de partículas, reduciendo la deposición debida a la gravedad. Como consecuencia, el movimiento de las partículas está gobernado principalmente por las colisiones con las paredes, conduciendo a un perfil muy aproximadamente uniforme del flujo normalizado de partículas en toda la altura del canal y una reducción de la velocidad media de las partículas, la cual a su vez incrementa la fuerza de resistencia reduciendo la velocidad media del gas.
- Respecto de las fluctuaciones de velocidad, incrementar la rugosidad implica aumentar notablemente los valores de u' y v' de las partículas, tendencia que es bien capturada cuantitativamente por las simulaciones.

⁷² Laín, S., and Sommerfeld, M., 2008. "Euler/Lagrange computations of pneumatic conveying in a horizontal channel with different wall roughness". Powder Technology, 184, pp.76-88.

Además en el caso de menor rugosidad (R_0), la deposición de partículas debida a la gravedad es notable, lo cual tiene dos efectos:

1. El número de colisiones partícula – pared con la pared inferior es mayor que con la superior, lo cual produce el efecto de incrementar la componente horizontal de la velocidad fluctuante de las partículas en la mitad inferior del canal con respecto a la pared superior. Como consecuencia, el número de Knudsen para las colisiones partícula – pared (definido como el cociente entre el recorrido libre medio entre dos colisiones sucesivas y la altura del canal) es apreciablemente mayor para la pared superior que para la inferior. Adicionalmente se encontró que para $\Delta\gamma \in [1.5, 3.5]$ las colisiones entre las partículas reducen el número de colisiones partícula – pared respecto al acoplo de dos vías (el cual no incluye colisiones entre partículas). Sin embargo, esta tendencia se invierte para rugosidades mayores.
2. Por otro lado, como la concentración de partículas es mayor en la mitad inferior del canal, la frecuencia de colisión entre las partículas se incrementa en esta parte, lo cual implica una mayor velocidad fluctuante horizontal para las partículas con respecto a la parte superior del canal. Además, en la parte inferior del canal las fluctuaciones de velocidad de las partículas se reducen conforme aumenta la fracción de carga debido a las pérdidas inducidas por las colisiones entre las partículas, lo cual se refleja tanto experimental como numéricamente. Finalmente, el incremento de la rugosidad de la pared aumenta el número de colisiones entre las partículas lo cual se refleja en un menor valor del número de Knudsen correspondiente.

En lo siguiente, el efecto de la gravedad sobre las variables que describen la fase de partículas se analiza en función de la rugosidad de la pared y la fracción de carga másica de las partículas η .

Primero se considera el caso de baja rugosidad (R_0) con la menor fracción de carga másica $\eta = 0.1$ y $D_p = 130 \mu\text{m}$. La figura 6 recoge los resultados computacionales para el flujo másico de partículas normalizado (Fig. 6a), velocidad media horizontal (Fig. 6b), velocidad cuadrática media (rms) horizontal (Fig. 6c) y velocidad cuadrática media vertical (Fig. 6d). En las gráficas de velocidad también se muestra el perfil de velocidad calculado para el fluido en condiciones de gravedad terrestre, demostrando que el acuerdo obtenido para la fase continua gaseosa es suficientemente bueno.

La figura 6a presenta el flujo másico de partículas normalizado dependiendo de las condiciones de gravedad investigadas. Debido a la baja carga másica, la frecuencia de colisiones entre partículas es baja y la deposición inducida por la gravedad es alta en condiciones terrestres. Este hecho se refleja en un decrecimiento continuo del flujo másico de partículas desde la pared superior a la

inferior del canal, el cual puede apreciarse tanto en los experimentos como en los cálculos. Bajo condiciones de gravedad lunar, igual a un sexto de la terrestre, la deposición de partículas inducida por la gravedad es mucho menor y el flujo másico de partículas presenta un máximo alrededor de un tercio de la altura del canal medido desde el fondo.

Sin embargo, dicho perfil es claramente asimétrico. En el caso de microgravedad, tomada aquí como una centésima del valor de la gravedad terrestre, el flujo másico de partículas es simétrico presentando un máximo en el centro del canal, reflejando el hecho de que la probabilidad de colisión de una partícula con las paredes superior e inferior es idéntica.

Adicionalmente, la frecuencia de colisión partícula – pared decrece conforme se reduce el valor de la aceleración de la gravedad (ver Cuadro 4). Los perfiles de flujo másico de partículas obtenidos en este trabajo son sustancialmente diferentes de los presentados en Pan et al. (2011)⁷³ (Fig. 7a), ya que éstos muestran el flujo másico máximo aproximadamente en el centro del canal independientemente de las condiciones gravitatorias.

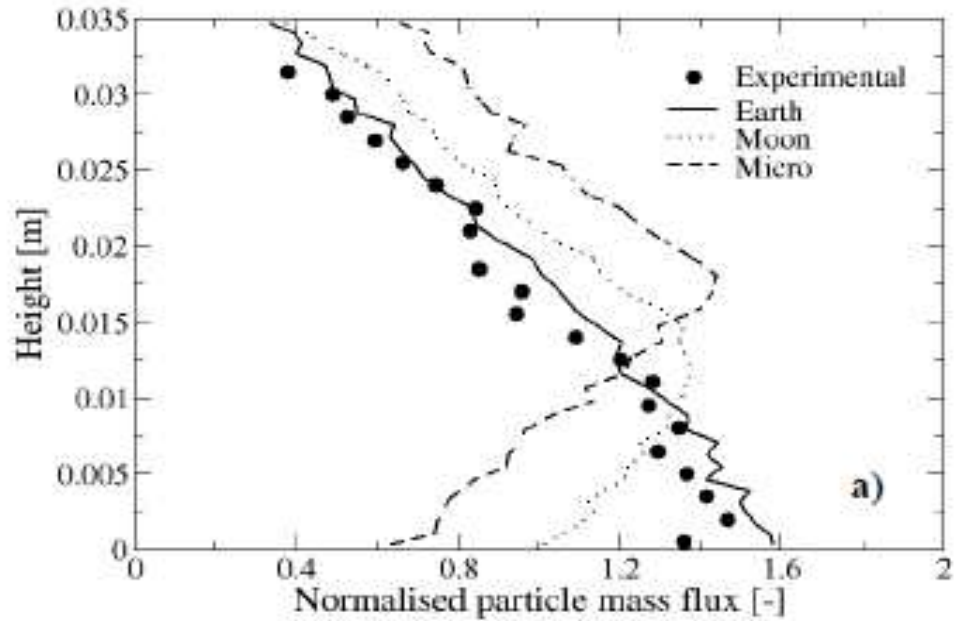
Este comportamiento es obviamente incorrecto en el caso de gravedad terrestre donde la sedimentación debida a la gravedad es muy notable como muestran los resultados experimentales y los cálculos presentados en este trabajo (Fig. 6a).

⁷³ Pan, X., Liu, X., Li, G., Li, T., 2011. “Numerical investigation on gas-particle flows in horizontal channel under the reduced gravity environments”. *Acta Astronautica*, 68, pp. 133-140.

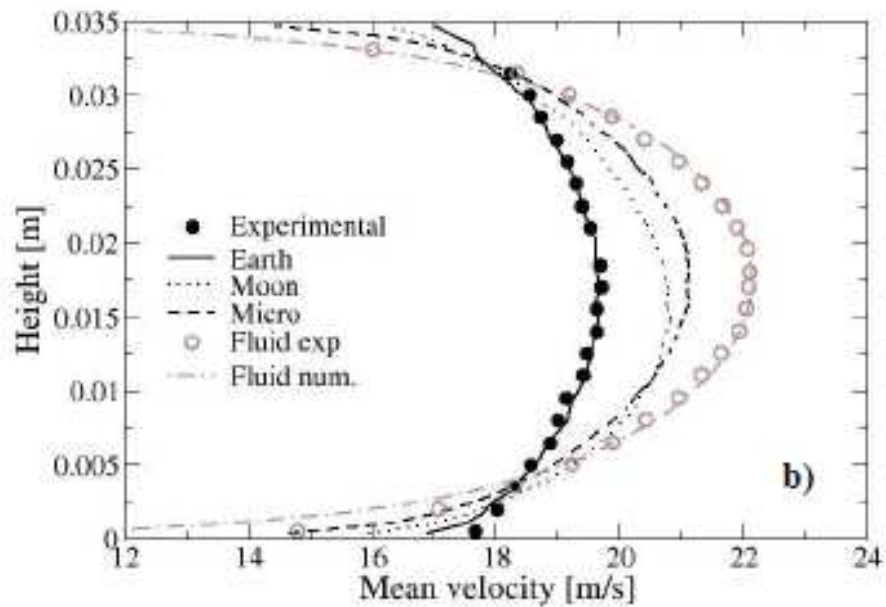
Figura 6.

Perfiles de variables de la fase de partículas. Caso R0, $\eta = 0.1$, $D_p = 130 \mu\text{m}$

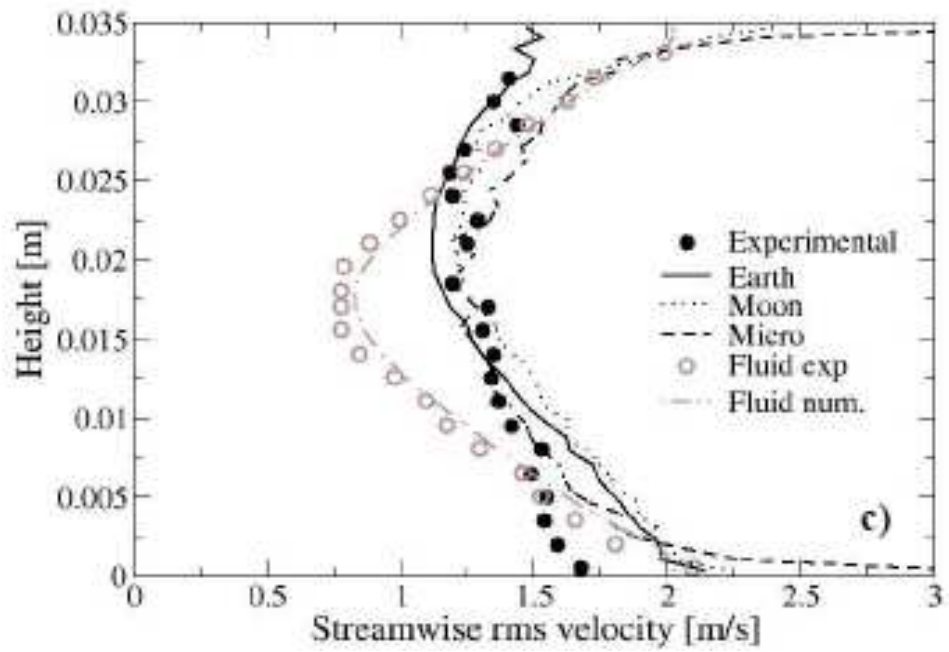
a) Flujo másico de partículas normalizada



b) velocidad media horizontal



c) velocidad rms horizontal



d) velocidad rms vertical.

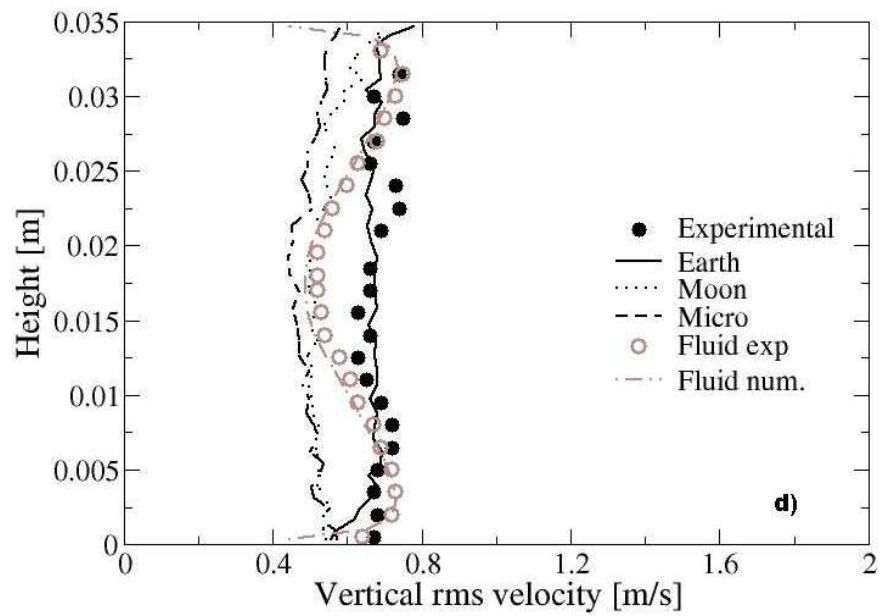
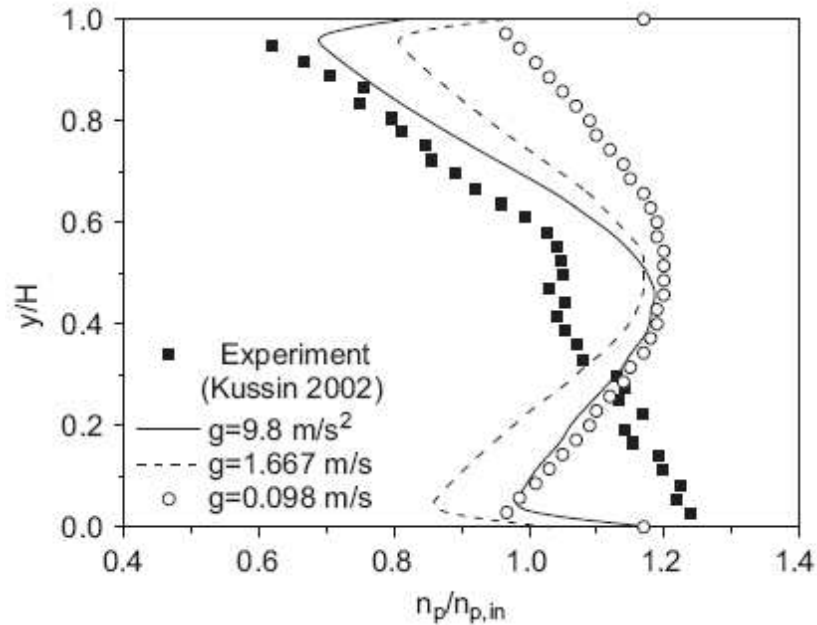
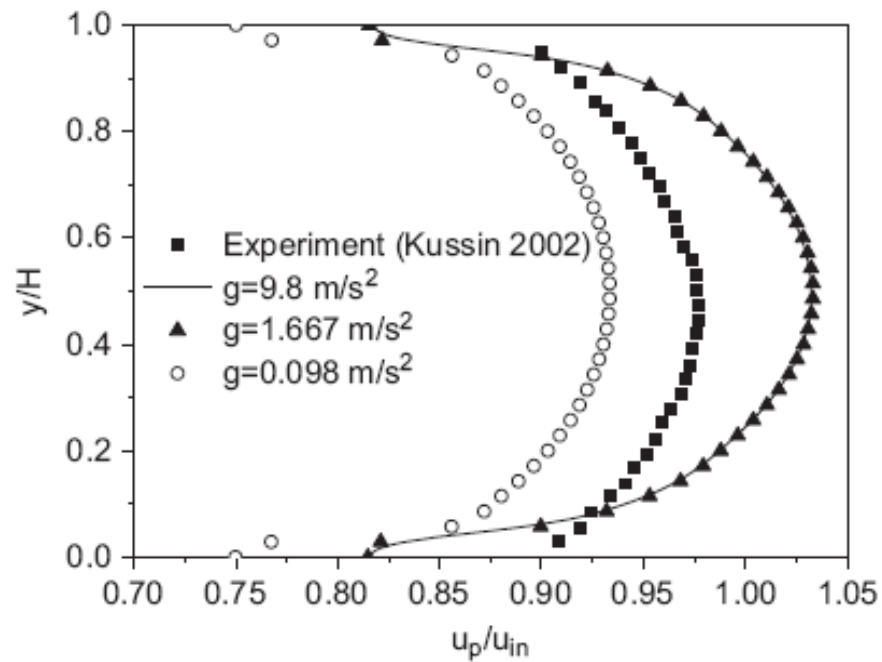


Figura 7. Perfiles de variables de la fase de partículas en los resultados de Pan et al. (2011)⁷⁴.

a) Flujo másico de partículas normalizado

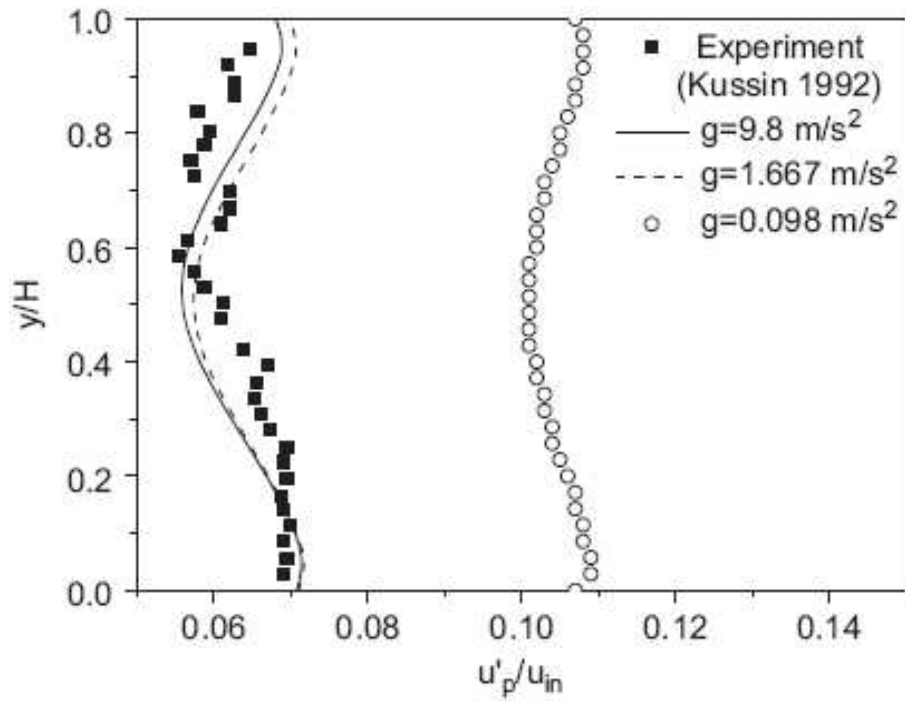


b) Velocidad media horizontal

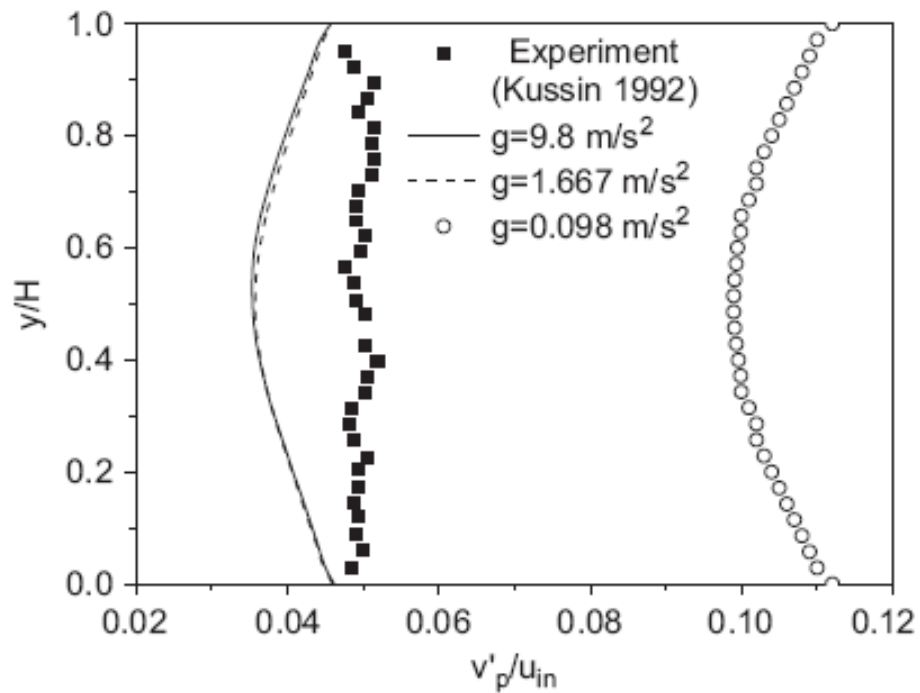


⁷⁴ Pan, X., Liu, X., Li, G., Li, T., 2011. "Numerical investigation on gas-particle flows in horizontal channel under the reduced gravity environments". Acta Astronautica, 68, pp. 133-140.

c) Velocidad rms horizontal



d) Velocidad rms vertical



Fuente: Pan et al. (2011)

La figura 6b muestra la velocidad media horizontal para las tres condiciones de gravedad. El acuerdo con los datos experimentales para los perfiles de velocidad del gas y las partículas es excelente en las condiciones terrestres. Como consecuencia del incremento de la frecuencia de colisión partícula – pared y el incremento de pérdida de momento lineal, la velocidad de transporte de los sólidos es la menor para la gravedad de la Tierra. Además, ésta aumenta conforme la gravedad se reduce. Como se esperaba, el perfil de velocidad es simétrico en condiciones de microgravedad.

De nuevo, estos perfiles de velocidad horizontal media difieren de los presentados en Pan et al. (2011)⁷⁵ (Fig. 7b) los cuales muestran, a diferencia de nuestros cálculos, que la velocidad de transporte de las partículas es la menor en el caso de microgravedad y es casi idéntica para condiciones terrestres y lunares, las tres estando alejadas de los puntos experimentales. Obviamente, esta tendencia no puede ser correcta ya que se espera una transición suave entre los perfiles a medida que la gravedad se reduce.

Las figuras 6c y 6d muestran los perfiles de velocidad cuadrática media. Se puede apreciar en esas figuras que hay un buen acuerdo con los datos experimentales en condiciones terrestres para ambas componentes de velocidad fluctuante del gas y también para las partículas, aunque las simulaciones muestran una ligera sobre predicción de la componente horizontal de las partículas cerca de la pared inferior del canal. Esta diferencia es probablemente debida al modelo de colisión partícula – pared, el cual sobre predice las velocidades de rebote para pequeños ángulos de impacto, inferiores a 10° (Laín et al., 2002).⁷⁶ Este hecho genera una distribución de velocidades de partícula ligeramente más ancha (en otras palabras mayores valores rms) en las cercanías de la pared inferior del canal donde la frecuencia de colisión de las partículas con las paredes es mayor.

No obstante, la asimetría de los perfiles de la componente horizontal de la velocidad fluctuante de las partículas, motivada por la mayor frecuencia de colisión de las partículas con la pared inferior, se reproduce correctamente por las simulaciones.

Los perfiles de ambas componentes de velocidad fluctuante de las partículas en condiciones de microgravedad son de nuevo simétricos, mientras que en caso de gravedad lunar éstos tienen un comportamiento entre las condiciones terrestres y de microgravedad. Es necesario hacer notar, que los valores rms de la velocidad vertical aumentan conforme aumenta la aceleración de la gravedad consistentemente con el incremento de la frecuencia de colisión partícula-pared.

⁷⁵ Pan, X., Liu, X., Li, G., Li, T., 2011. “Numerical investigation on gas-particle flows in horizontal channel under the reduced gravity environments”. *Acta Astronautica*, 68, pp. 133-140.

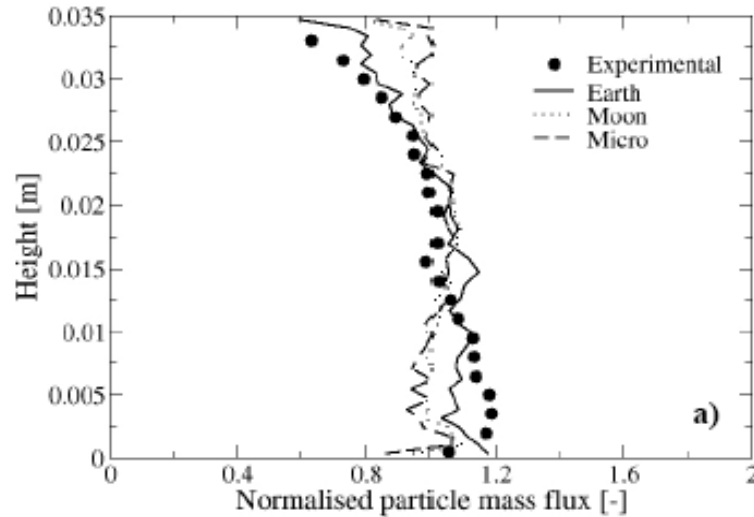
⁷⁶ LAÍN, S., SOMMERFELD, M. and KUSSIN, J. Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 23, pp. 647-656 (2002).

Una vez más estos perfiles son diferentes de los mostrados en Pan et al. (2011)⁷⁷ (Fig. 7c, 7d), donde las velocidades fluctuantes de las partículas en microgravedad son sustancialmente superiores a las correspondientes en condiciones terrestres y lunares.

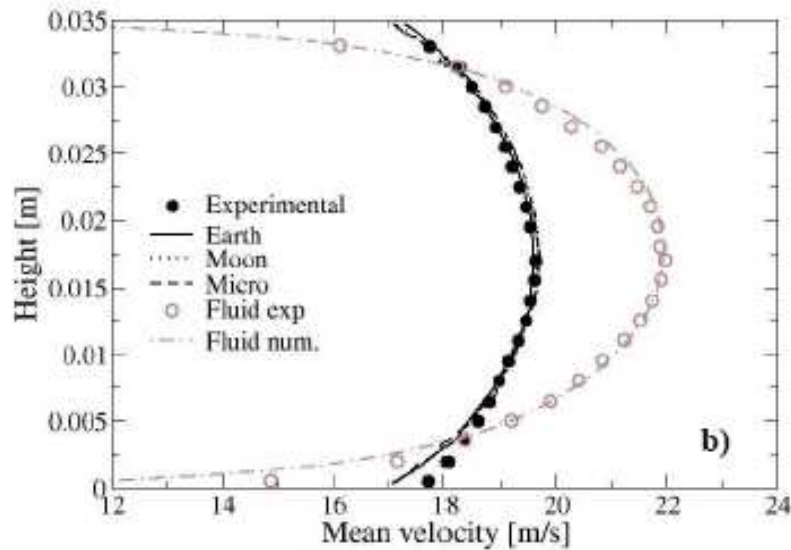
Figura 8.

Perfiles de variables de la fase de partículas. Caso R0, $\eta = 1.0$, $D_p = 130 \mu\text{m}$

a) Flujo másico de partículas normalizado

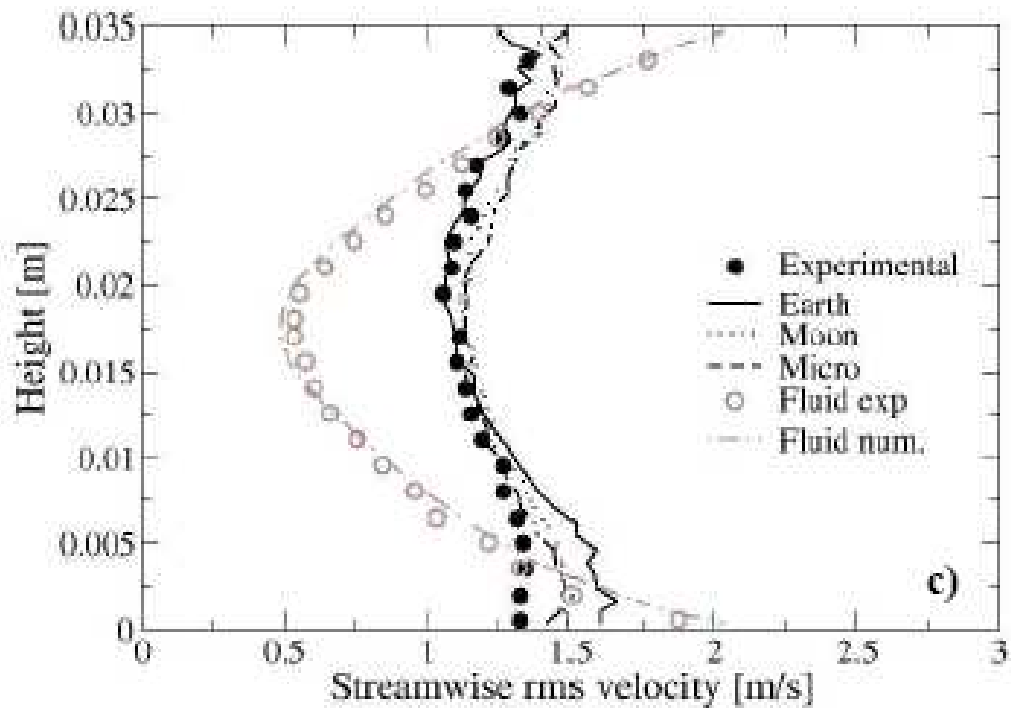


b) Velocidad media horizontal

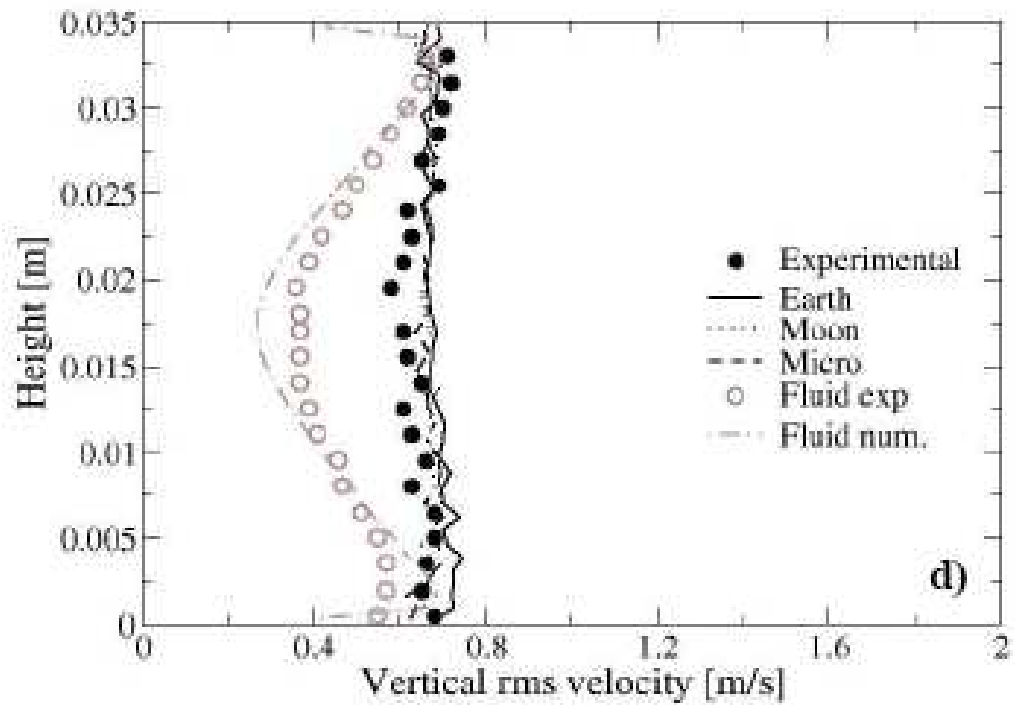


⁷⁷ Pan, X., Liu, X., Li, G., Li, T., 2011. "Numerical investigation on gas-particle flows in horizontal channel under the reduced gravity environments". Acta Astronautica, 68, pp. 133-140.

c) Velocidad rms horizontal



d) Velocidad rms vertical.



La figura 8 muestra los mismos perfiles que la figura 6 para el caso R0 de baja rugosidad y $D_p = 130 \mu\text{m}$, pero con mayor fracción de carga másica de partículas, $\eta = 1.0$, debido a lo cual la frecuencia de colisión entre partículas aumenta notablemente. El efecto principal de ello es reducir la sedimentación de las partículas debida a la gravedad (Fig. 8a) y reducir la anisotropía entre las componentes de la velocidad fluctuante de la fase de partículas (Fig. 8c y 8d).

La figura 8a muestra el flujo másico de partículas normalizado para las tres condiciones de gravedad. Como puede comprobarse en esta figura, la deposición de partículas debida a la gravedad en condiciones terrestres se reduce notablemente respecto a la mostrada en la figura 6a, hecho que es bien reproducido por las simulaciones. Debido a las colisiones entre las partículas, en los ambientes de gravedad reducida el flujo másico de partículas tiende a ser más uniforme, aunque todavía aparece un pequeño máximo localizado en el centro del canal.

Este hecho se debe al aumento de la frecuencia de colisión de las partículas con la pared superior del canal inducido por el incremento de colisiones entre las partículas. El soporte de este comportamiento lo proporciona el cuadro 4 el cual tabula el número de Knudsen, definido como el cociente entre el recorrido libre medio entre colisiones sucesivas partícula – pared y la altura del canal. En el Cuadro 4 se presenta el número de Knudsen para el número total de colisiones (Kn_T), así como para las colisiones con la pared inferior (Kn_L) y la pared superior (Kn_U).

Cuanto mayor es el número de Knudsen menor es la frecuencia de colisión partícula – pared. Examinando el cuadro 4 se encuentra que el incremento en la frecuencia de colisión entre partículas, inducido por el incremento en el flujo másico de partículas, implica un aumento de la frecuencia de colisión partícula – pared, especialmente con la pared superior del canal. Adicionalmente, para valores bajos de η , la reducción en la aceleración de la gravedad reduce dramáticamente la frecuencia de colisión partícula – pared. Sin embargo, para valores altos del flujo másico de partículas, el cambio en las condiciones gravitatorias apenas modifica el número de Knudsen global, aunque la frecuencia de colisión partícula – pared con las paredes superior e inferior tiende a equilibrarse.

La figura 8b demuestra que para alto flujo másico de partículas la velocidad media de transporte horizontal es casi independiente de las condiciones de gravedad. Un resultado parecido se encuentra para ambas componentes de la velocidad cuadrática media, horizontal y vertical, debido a que la frecuencia de colisión partícula pared es similar en todas ellas. La conclusión principal extraída es entonces que para un flujo másico de partículas suficientemente alto (aquí $\eta = 1.0$) las propiedades de transporte de las partículas son aproximadamente

independientes del ambiente gravitacional, lo cual es consecuencia de la reducción de la sedimentación de las partículas inducida por las colisiones entre las partículas.

Cuadro 4. Números de Knudsen para las colisiones de las partículas con las paredes en el caso de baja rugosidad R_0 , $D_p = 130 \mu\text{m}$

GRAVEDAD	$\eta = 0.1$			$\eta = 1.0$		
	Kn_T	Kn_L	Kn_U	Kn_T	Kn_L	Kn_U
Tierra	41.80	51.89	214.92	33.53.	48.88	106.77
Luna	95.37	142.42	288.66	37.09	68.57	80.78
Micro	125.31	242.31	258.82	37.41	74.64	75.02

Las figuras 9 y 10 muestran las variables de las partículas, en el caso de baja rugosidad, para las esferas de vidrio de $D_p = 195 \mu\text{m}$ de diámetro y para dos condiciones de carga másica $\eta = 0.3, 1.0$. Las velocidades medias predichas para el gas y las partículas comparan muy bien con los datos experimentales en condiciones terrestres. Es necesario enfatizar que las velocidades fluctuantes del fluido y la supresión de la turbulencia por las partículas en función de la fracción de carga son bien reproducidas por las simulaciones.

Se encuentra que la reducción de la energía cinética de las partículas es mayor que en el caso de las partículas de $130 \mu\text{m}$ de diámetro, la cual es resultado de su mayor inercia. Adicionalmente, los perfiles de la componente horizontal de la velocidad fluctuante de las partículas son más planos que los presentados en las partículas de $130 \mu\text{m}$.

Los perfiles del flujo másico de partículas normalizado en gravedad terrestre muestran un acuerdo razonable con los experimentos, presentando en el caso de mayor carga de partículas un perfil ligeramente más plano que el sugerido por las medidas.

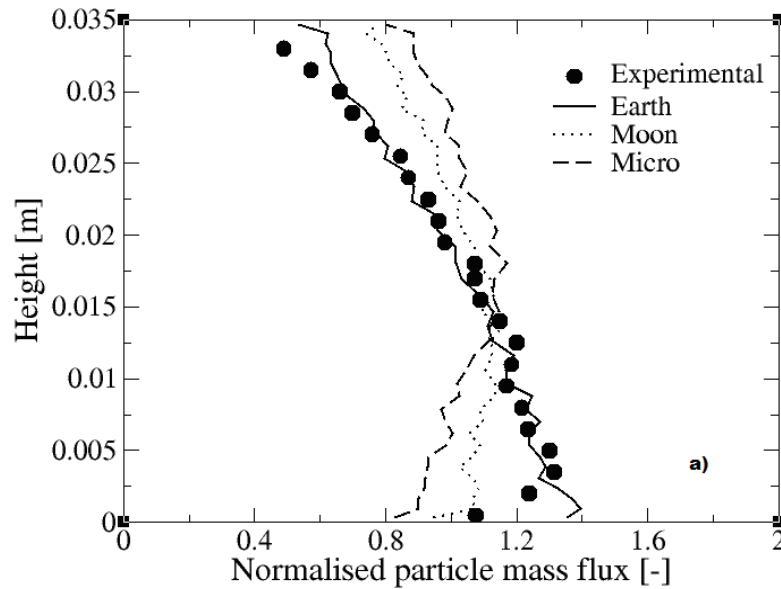
En cuanto a la modificación de los perfiles de las variables de las partículas debido a la gravedad se encuentran las mismas tendencias que con las partículas de $130 \mu\text{m}$ de diámetro. En caso de baja carga, $\eta = 0.3$, el flujo másico de partículas tiende a hacerse más simétrico cuando la gravedad decrece, mostrando un máximo en el centro del canal en condiciones de microgravedad; la velocidad media horizontal se reduce a medida que la gravedad se reduce, debido al incremento de la frecuencia de colisión partícula – pared (ver cuadro 5); la velocidad horizontal fluctuante de las partículas se hace más simétrica conforme se reduce la gravedad mostrándose ligeramente inferior para las condiciones terrestres; finalmente, la velocidad vertical fluctuante es menor conforme la gravedad decrece

En el caso de alta carga, $\eta = 1.0$, de igual manera a como sucedía con las partículas de tamaño menor, todas las variables de las partículas presentan perfiles semejantes para las tres condiciones gravitacionales, aunque como se aprecia en el cuadro 5 sí existen algunas diferencias en la frecuencia de colisión partícula – pared, reduciéndose ésta conforme la gravedad disminuye.

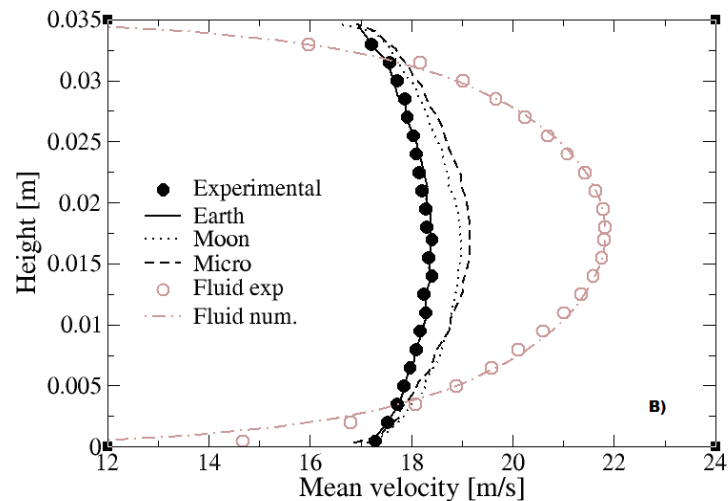
Figura 9.

Perfiles de variables de face de partículas caso R0 $D_p=195\mu\text{m}$, $\eta=0.3$

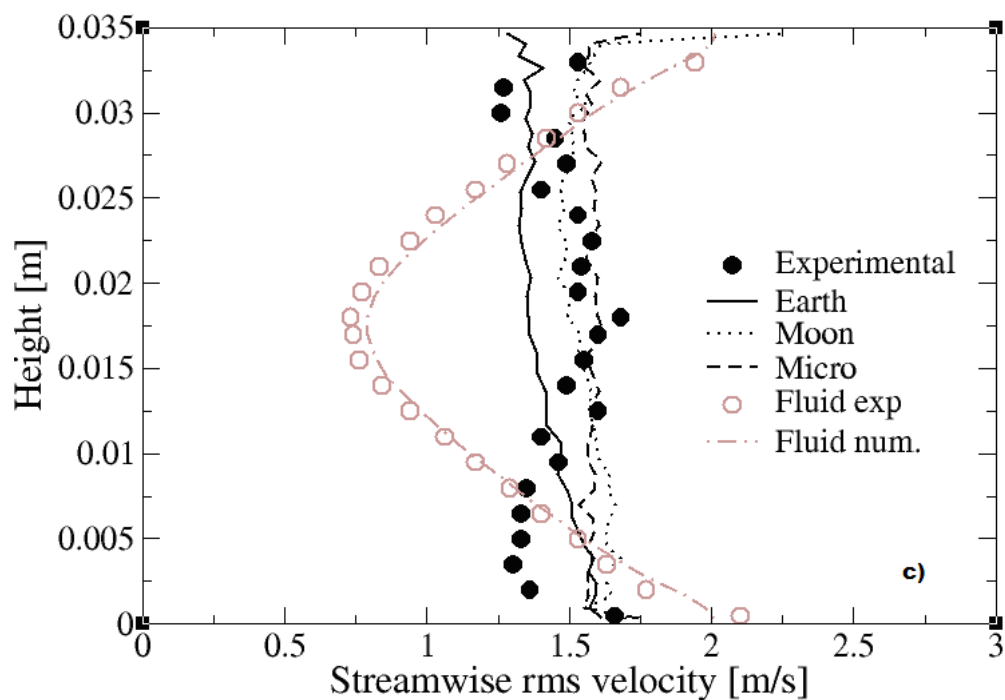
a) Flujo másico de partículas normalizado



b) Velocidad media horizontal



c) Velocidad rms horizontal



d) Velocidad rms vertical

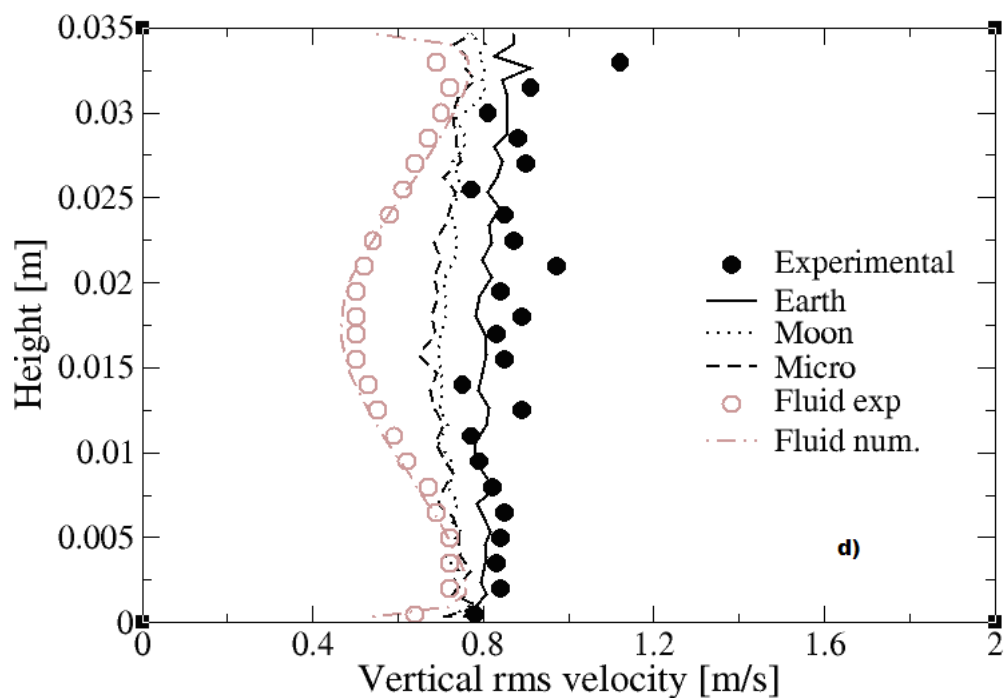
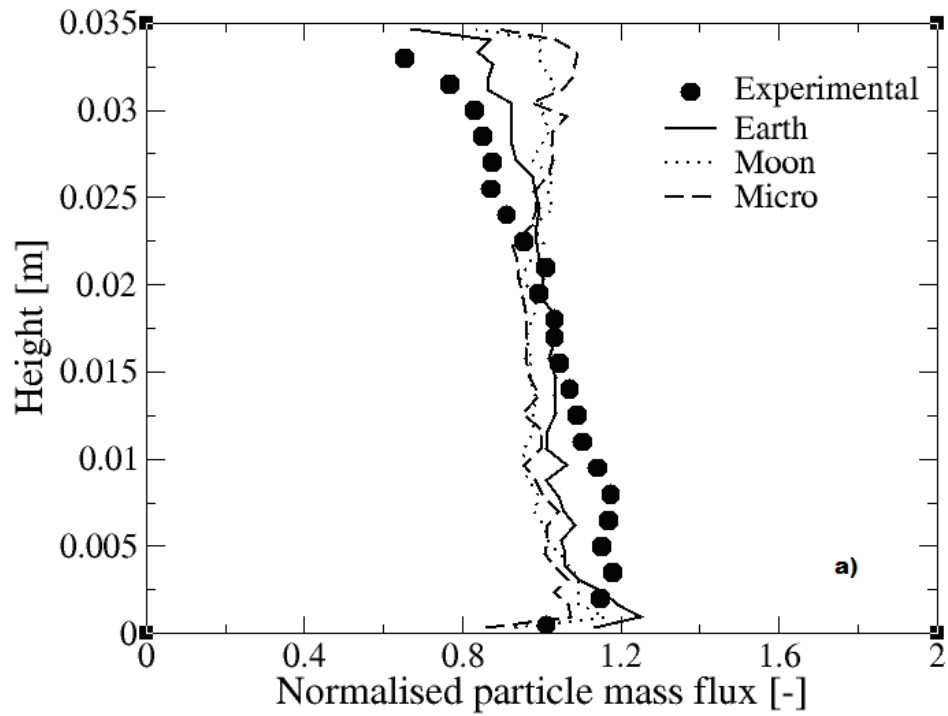


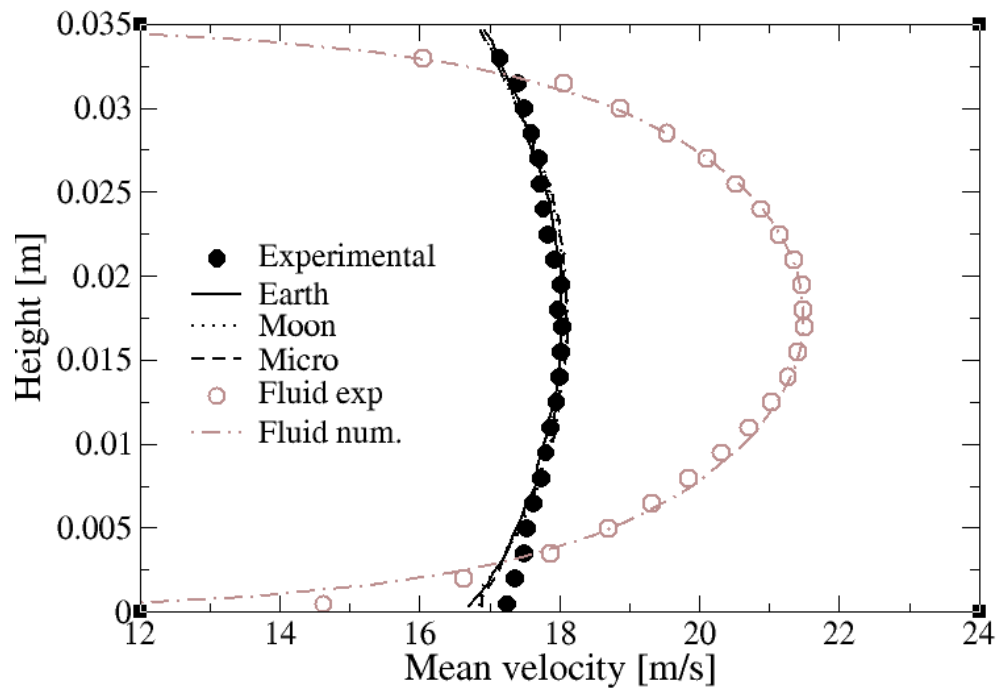
Figura 10.

Perfiles de variables de fase de partículas Caso R0 $D_p = 195 \mu\text{m}$, $\eta = 1.0$

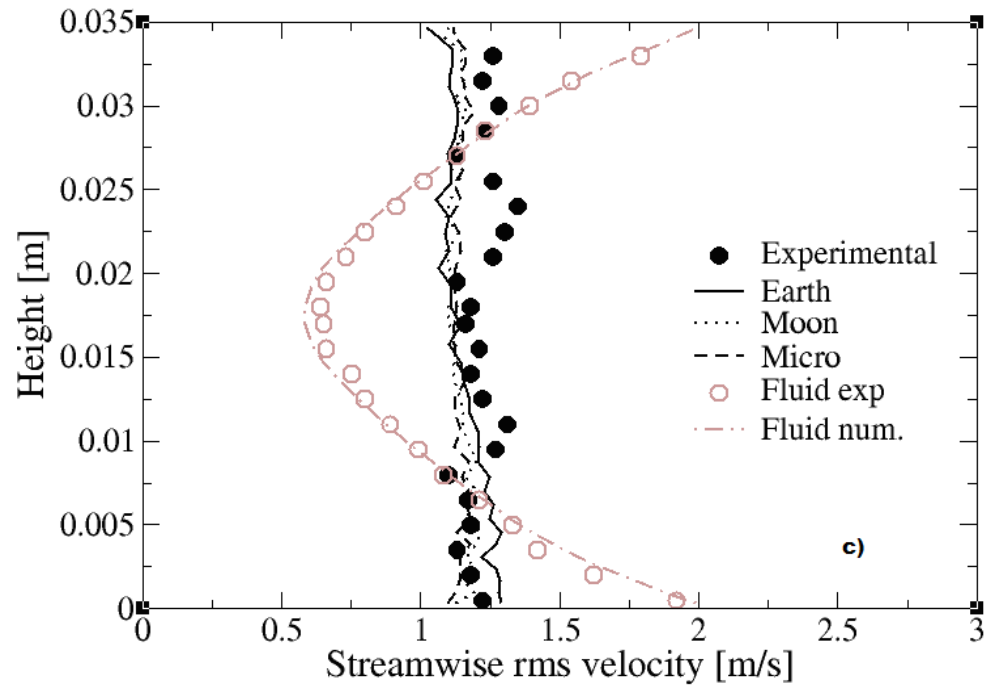
a) Flujo másico de partículas normalizado



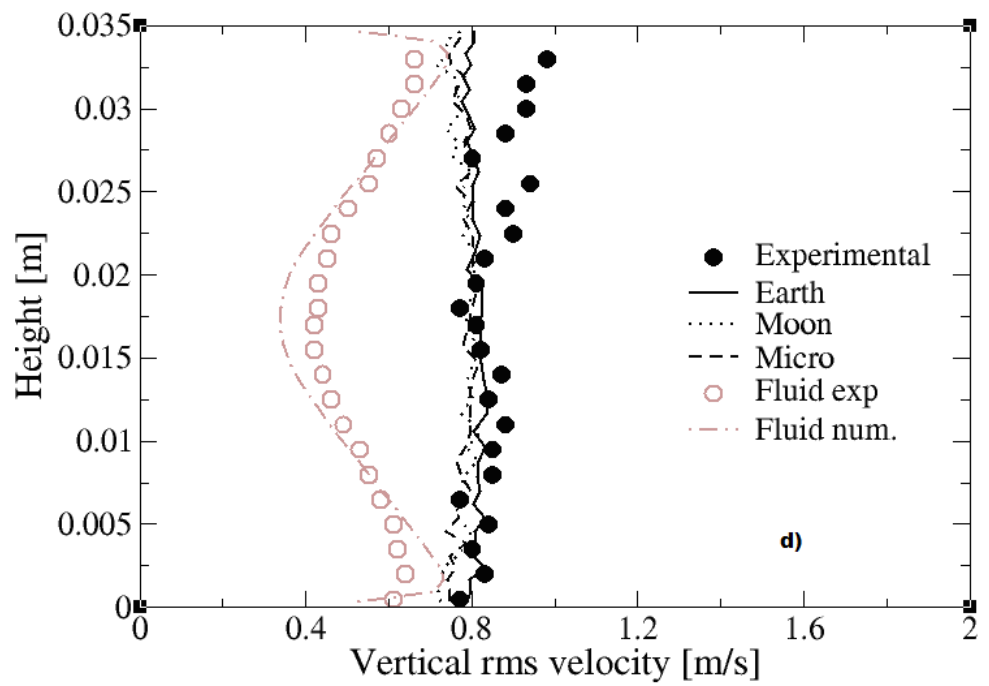
b) Velocidad media horizontal



c) Velocidad rms horizontal



d) Velocidad rms vertical



Cuadro 5. Números de Knudsen para las colisiones de las partículas con las paredes en el caso de baja rigurosidad $D_p = 195 \mu\text{m}$

GRAVEDAD	$\eta = 0.3$			$\eta = 1.0$		
	Kn_T	Kn_L	Kn_U	Kn_T	Kn_L	Kn_U
Tierra	30.76	44.61	99.03	25.74	42.13	66.16
Luna	39.09	74.20	82.62	28.13	56.26	56.25
Micro	43.12	88.01	84.56	27.85	58.09	53.02

Comparando los resultados de los números de Knudsen del cuadro 5 con los de la Cuadro 4 se puede apreciar que la frecuencia de colisión partícula – pared se incrementa ligeramente para las partículas de diámetro $195 \mu\text{m}$, lo cual es un efecto de la inercia.

Adicionalmente, y como curiosidad, se observa que los números de Knudsen en la pared superior para las condiciones de microgravedad son ligeramente menores que en la pared inferior, lo cual es consecuencia de que la frecuencia de colisión entre partículas (figura 12 abajo) es levemente mayor en la pared superior.

La figura 11 muestra los resultados para el caso de alta rugosidad R2 utilizando partículas de $195 \mu\text{m}$ de diámetro considerando dos fracciones de carga másica de partículas $\eta = 0.1, 1.0$. En este caso tan solo los ambientes gravitacionales terrestre y de microgravedad han sido considerados debido a la esperada reducción de la sedimentación gravitacional inducida por la alta rugosidad de las paredes.

Por consiguiente, cabe esperarse resultados similares a los obtenidos con baja rugosidad y alta fracción de carga másica de partículas, es decir, una uniformización de los perfiles de flujo másico de partículas así como para la velocidad media y las velocidades fluctuantes de las partículas.

La figura 11a muestra que las diferencias en los flujos másicos de partículas para ambos valores de η son pequeñas, presentando un perfil casi plano muy similar al obtenido en los resultados experimentales.

La velocidad media horizontal de las partículas, figura 11b, se reduce ligeramente para el caso de carga más alta pero los resultados para ambos ambientes gravitacionales son muy similares. Ambos resultados sobrepredicen los puntos experimentales aunque las diferencias máximas son menores que el 3%.

También en la misma figura se muestran los resultados obtenidos para el gas con ambas fracciones de carga, los cuales reproducen con muy buena aproximación los datos experimentales en condiciones terrestres. La figura 11c muestra la

componente horizontal de la velocidad rms para las partículas, la cual aproxima correctamente los puntos medidos.

En este caso, sin embargo, la medida de la velocidad rms del gas presentó algunos problemas en el caso de alta carga másica de partículas, los cuales se manifiestan en los perfiles irregulares de dicha variable en las figuras 11c y 11d.

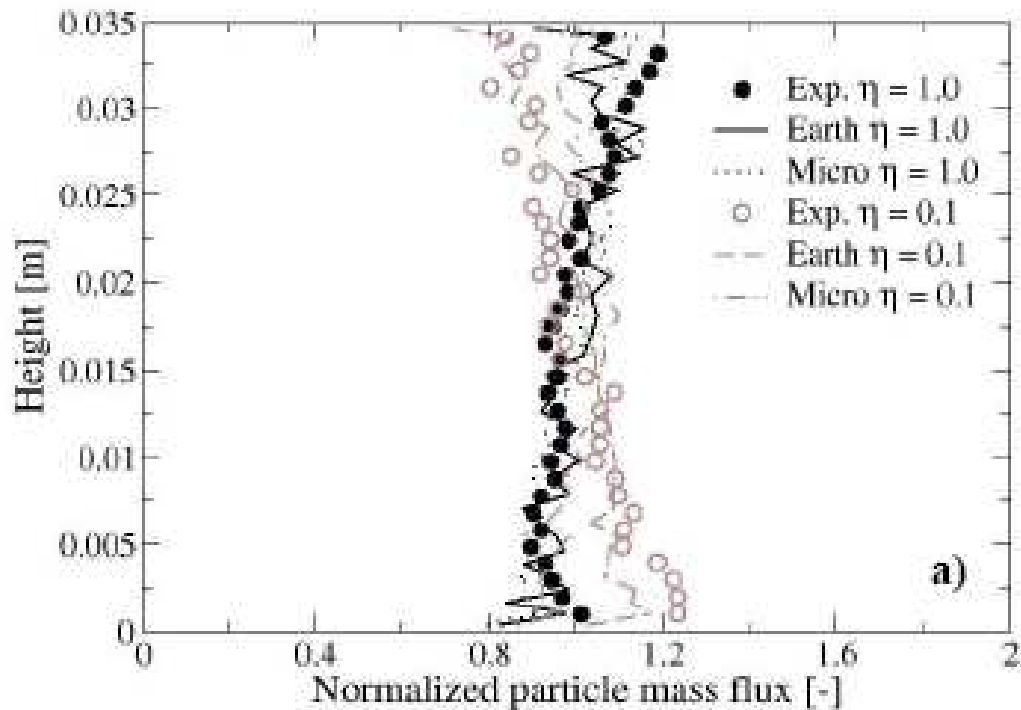
En el caso de la componente vertical de la velocidad rms de las partículas para baja fracción de carga, los perfiles calculados están por debajo de los medidos lo cual puede atribuirse también a dificultades en la medida experimental.

Globalmente, sin embargo, el acuerdo entre las simulaciones y los experimentos es suficientemente bueno para las condiciones de gravedad terrestre en el caso R2 de alta rugosidad de la pared. En este caso las simulaciones predicen que las principales variables que caracterizan el transporte neumático de partículas bajo condiciones de microgravedad son muy similares a las obtenidas en condiciones terrestres por lo que se espera lo mismo para condiciones lunares.

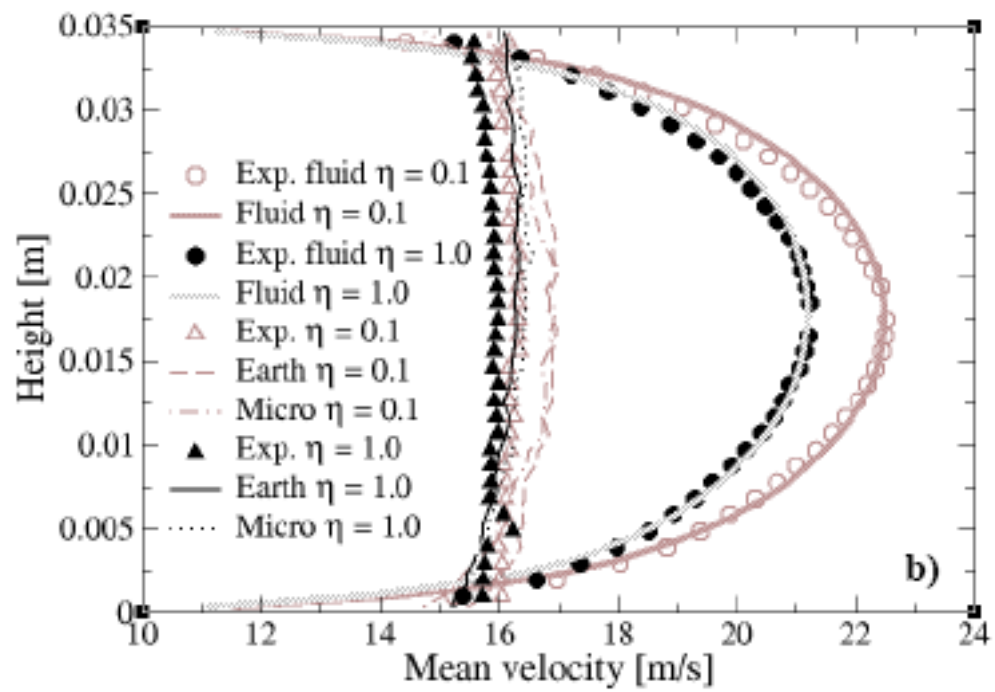
Figura 11.

Perfiles de las variables de la fase de partículas Caso R2, $D_p = 195 \mu\text{m}$.

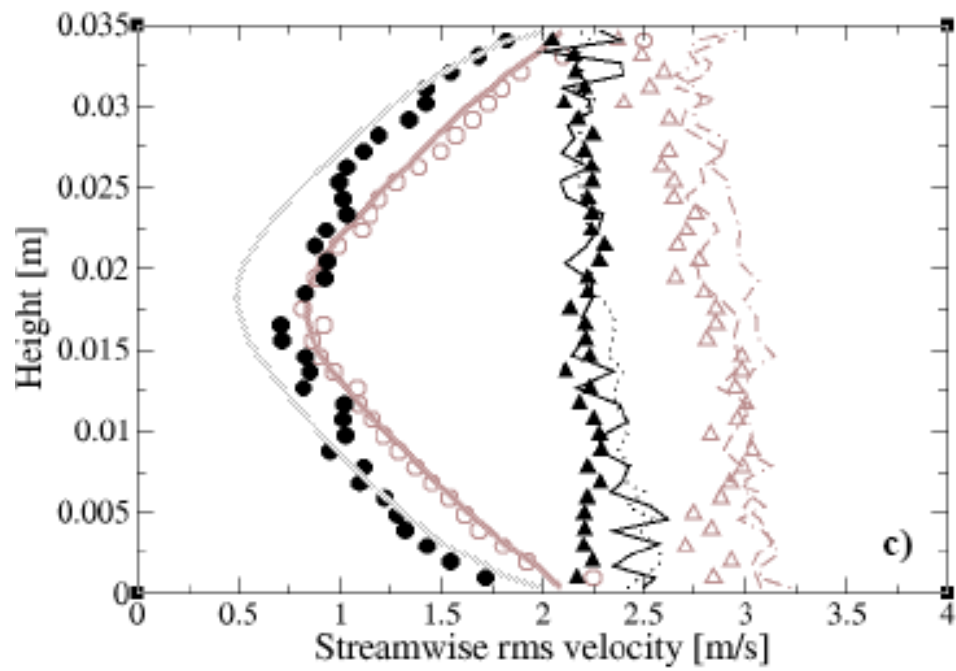
a) Flujo másico de partículas normalizado



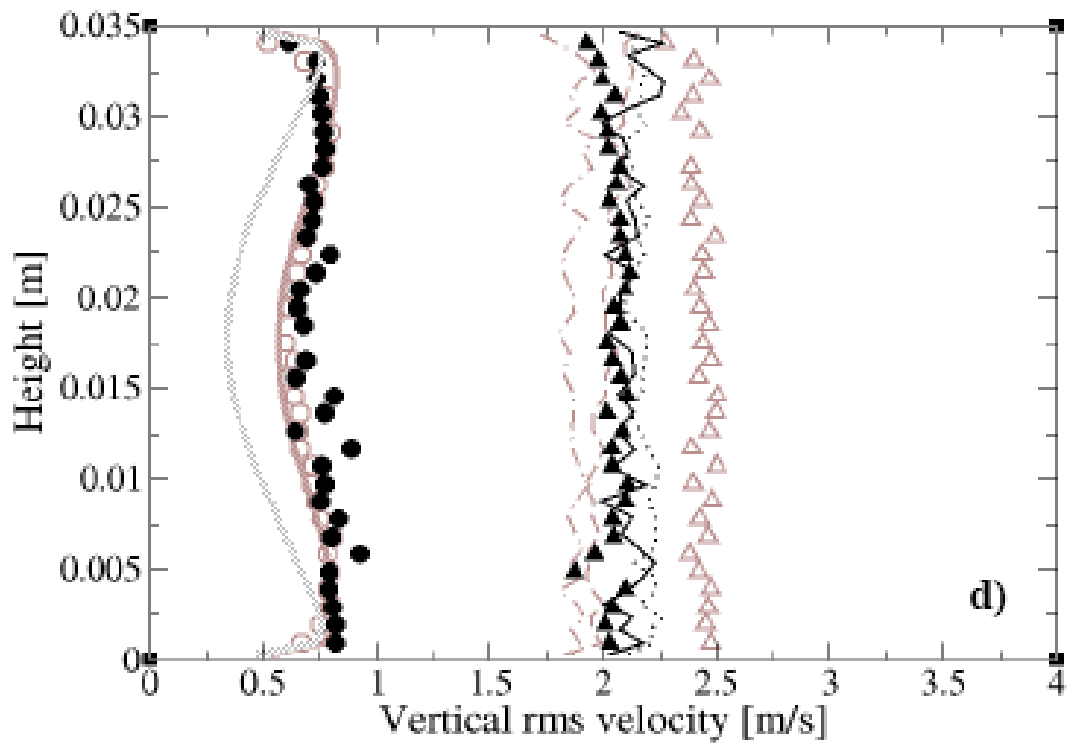
b) Velocidad media horizontal



c) Velocidad rms horizontal



d) Velocidad rms vertical



Es interesante observar los efectos del incremento de rugosidad comparando las figuras 10 y 11 para las partículas de $195\text{ }\mu\text{m}$ de diámetro y carga másica $\eta = 1.0$ en condiciones terrestres. En el caso de alta rugosidad R2 la rugosidad considerablemente promueve la redispersión de las partículas, reduciendo su sedimentación y haciendo más uniforme el flujo másico de partículas.

Como consecuencia de la rugosidad las partículas se mueven rebotando entre las paredes inferior y superior del canal, incrementando la frecuencia de colisión partícula – pared y, consecuentemente, una reducción de la velocidad media de las partículas. En el caso de las velocidades fluctuantes de las partículas, las correspondientes a la rugosidad R2 son apreciablemente mayores que para el caso R0, tendencia que es bien descrita por los cálculos.

Adicionalmente al flujo másico y velocidades de las partículas, se analizó la frecuencia de colisión entre las partículas f_c en función de la altura sobre la pared inferior del canal. Ésta se define (Sommerfeld, 2001)⁷⁸

$$f_c = \frac{24}{\sqrt{\pi}} \frac{\alpha_p \sigma_p}{D_p} \quad (26)$$

en función de la fracción volumétrica de partículas α_p y su velocidad fluctuante σ_p . La figura 12 muestra la frecuencia de colisión entre partículas para $\eta = 0.1$ (arriba) y 1.0 (abajo). Como sugieren los perfiles de flujo másico de partículas en las figuras 1a y 3a, el valor promedio de f_c es mayor en el caso de mayor rugosidad (R2) que en el de menor rugosidad (R0) y también es más uniforme a través de la altura del canal.

Es fácil deducir de la figura 12 (arriba) que en condiciones de microgravedad la frecuencia de colisión entre las partículas es simétrica mientras que no lo es para valores apreciables de la aceleración de la gravedad. Si el flujo másico de partículas aumenta a $\eta = 1.0$, la sedimentación debida a la gravedad se reduce sensiblemente incluso en el caso de baja rugosidad y el perfil de f_c es más simétrico que en el caso de menor carga de partículas. También, los perfiles de frecuencia de colisión entre partículas presentados son, consistentemente con los resultados previos de flujo másico de partículas, cualitativamente muy diferentes de los mostrados por Pan et al. (2011)⁷⁹ en el caso de baja rugosidad, mostrando un máximo de f_c en el centro del canal solamente para las condiciones de microgravedad.

La figura 13 muestra la frecuencia de colisión entre partículas en el caso de baja rugosidad y para las partículas de diámetro 195 μm , mostrando tendencias muy similares a las de la figura 12. Cabe mencionar que, a pesar de que la densidad número de partículas es mayor para el caso $D_p = 130 \mu\text{m}$ que para el de $D_p = 195 \mu\text{m}$ (para la misma carga másica), en el caso de baja η , la frecuencia de colisión entre partículas es mayor para las partículas más grandes ya que la fracción de carga es mayor ($\eta = 0.3$) que para las partículas más pequeñas ($\eta = 0.1$). Sin embargo, en el caso de alta fracción másica, $\eta = 1.0$, f_c es mayor para las partículas de menor diámetro como era esperable.

Adicionalmente las partes inferiores de las figuras 12 y 13vpermiten estimar el efecto de la rugosidad para las partículas de 195 μm de diámetro para la fracción

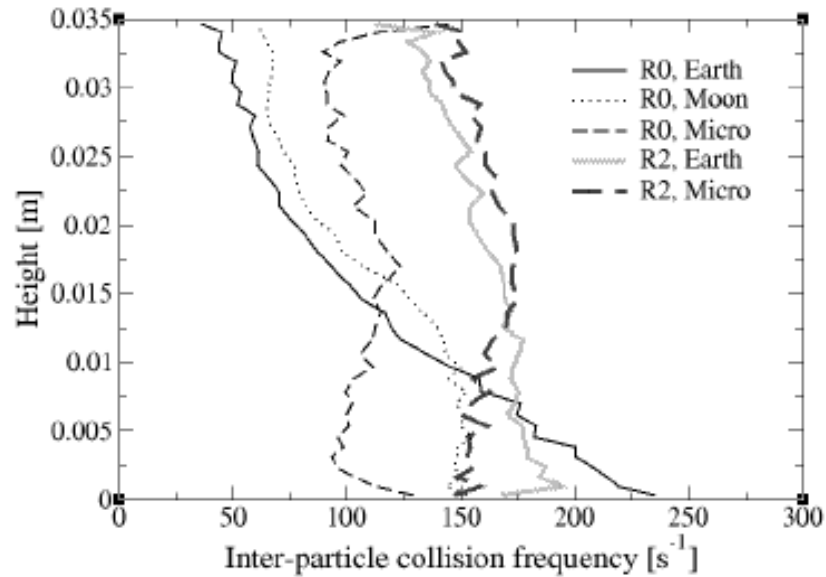
⁷⁸Sommerfeld, M., 2001, Validation of a stochastic Lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. International Journal of Multiphase Flows, Vol. 27, 1828-1858

⁷⁹Pan, X., Liu, X., Li, G., Li, T., 2011. "Numerical investigation on gas-particle flows in horizontal channel under the reduced gravity environments". Acta Astronautica, 68, pp. 133-140.

de carga másica $\eta = 1.0$. Se puede observar en esas figuras que la probabilidad de colisión entre partículas para la rugosidad R2 se uniformiza en la sección del canal, en el caso de gravedad terrestre, y que prácticamente se duplica en todos los casos gravitacionales, implicando un incremento notable en la frecuencia de colisión partícula pared y, por ende, una reducción notable de la velocidad de las partículas (comparar figuras 10b y 11b).

Figura 12. Perfiles de frecuencia de colisión entre las partículas.

$\eta = 0.1$



$\eta = 1.0$

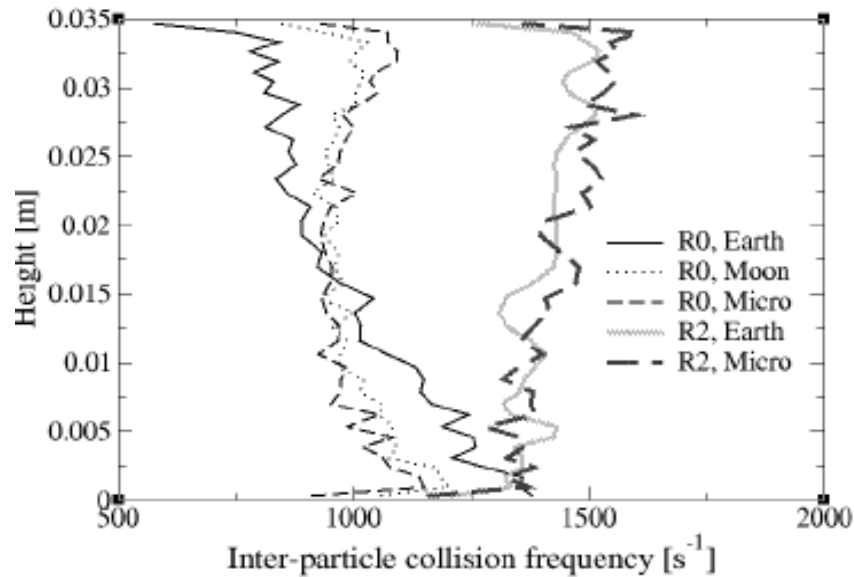
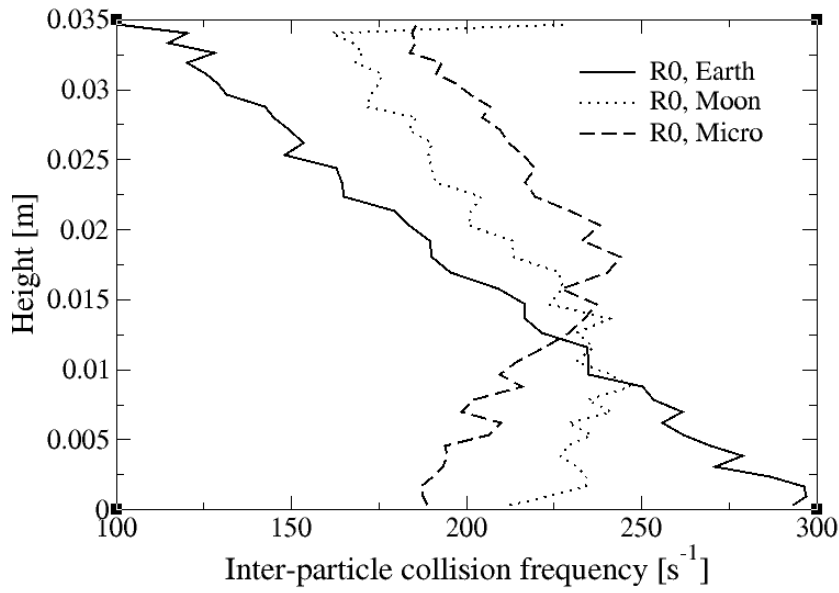


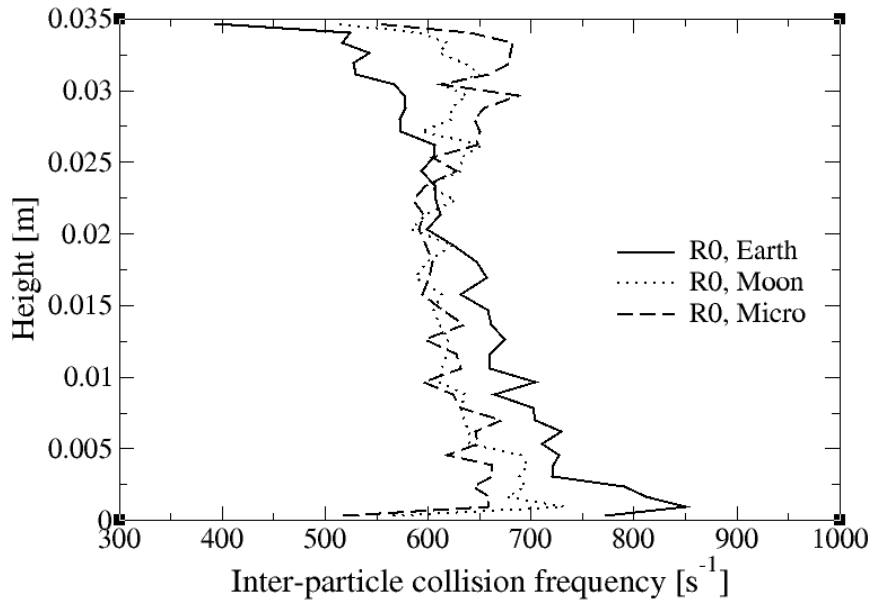
Figura 13.

Perfiles de frecuencia de colisión entre las partículas Caso R0 $D_p = 195 \mu\text{m}$.

$\eta = 0.3$



$\eta = 1.0$



5.1. ESTUDIO DE LA CAÍDA DE PRESIÓN EN FUNCIÓN DE LA GRAVEDAD

La figura 14 muestra el efecto de la rugosidad de la pared y la gravedad sobre la caída de presión a lo largo del canal para las partículas de 130 y 195 μm de diámetro. Como ya se mencionó, para el caso de baja rugosidad se utilizó un valor $\Delta\gamma = 1.5^\circ$ mientras que para el de alta se usó $\Delta\gamma = 5.1^\circ$. Los resultados presentados se han obtenido sustrayendo la presión estática en $x = 1$ m, posición desde la cual las curvas pueden ser bien aproximadas por líneas rectas indicando que el desarrollo del flujo así como la aceleración inicial de las partículas se han completado en una buena parte.

Según la figura 14 y de acuerdo con los resultados de Laín & Sommerfeld (2008), la presión estática se incrementa con la fracción de carga de partículas debido al incremento de la frecuencia de colisión con las paredes y por lo tanto en la energía adicional requerida para transportar las partículas.⁸⁰ Además, la pendiente de las curvas de presión estática (ver Cuadro 6) aumenta con la fracción de carga másica de las partículas.⁸¹

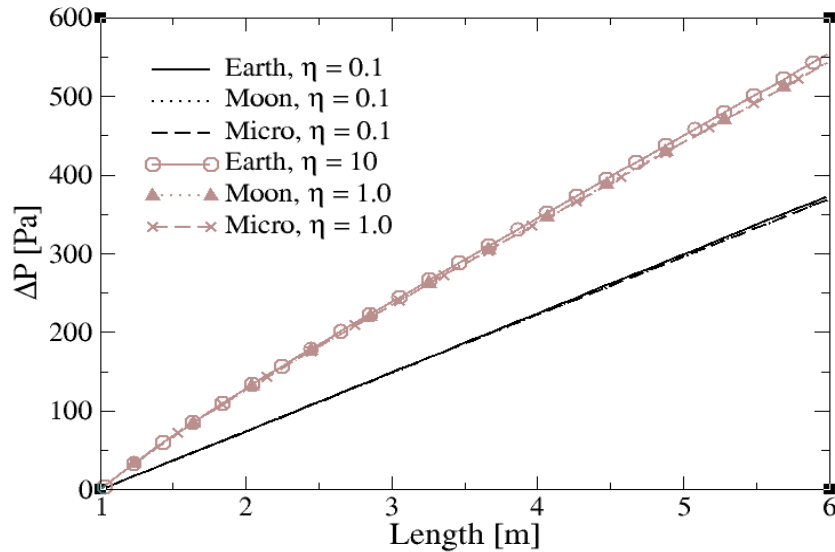
Para el caso de mayor rugosidad, la caída de presión es notablemente mayor que para el de baja rugosidad. Debido al incremento de la frecuencia de colisión partícula – pared con el aumento de rugosidad también la caída de presión se incrementa más con la fracción de carga en caso de alta rugosidad.

⁸⁰ LAÍN, S., SOMMERFELD, M. and KUSSIN, J. Experimental and numerical studies of pressure drop in particle-laden horizontal channel flow. Proc.3rd Int. Symp. On Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa (Italy), 22-24 September 2004.

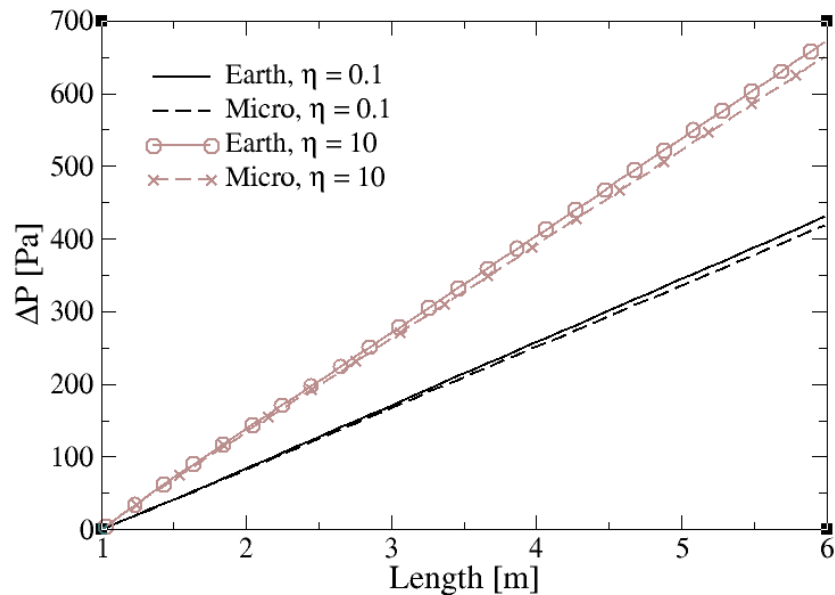
⁸¹ LAIN, S. and SOMMERFELD, M., 2008, Euler/Lagrange computations of pneumatic conveying in a horizontal channel with different wall roughness. Powder Technology, Vol. 184, 76-88.

Figura 14. Caída de presión frente a la coordenada horizontal.

a) Caso R0 $D_p = 130 \mu\text{m}$



b) Caso R2, $D_p = 195 \mu\text{m}$



Es necesario hacer notar que las colisiones entre partículas por sí mismas no contribuyen grandemente a la caída de presión. La única razón por la que estas colisiones pueden afectarla es la disipación de energía debido a la deformación de las partículas la cual se describe mediante el coeficiente de restitución. En las simulaciones se ha asumido una restitución constante e igual a 0.9, la cual es muy realista para colisiones entre partículas de vidrio. Por consiguiente, la energía total disipada por las colisiones entre partículas es bastante baja y la caída de presión

adicional en el flujo bifásico es debida fundamentalmente a las colisiones partícula – pared y a la energía necesaria para reacelerar el movimiento de las partículas después de tales colisiones.

En cuanto a la dependencia de la caída de presión con la gravedad, la figura 14 muestra que no hay grandes diferencias entre los diferentes ambientes gravitacionales. Sin embargo, consistentemente con el hecho de que la frecuencia de colisión partícula pared es mayor bajo en condiciones terrestres, la caída de presión es la mayor en este ambiente para todos los casos considerados. De hecho, para las condiciones de baja rugosidad y baja carga de partículas las curvas para las tres gravedades prácticamente se superponen mostrando un gradiente de presión muy similar. El cuadro 6 permite estimar una diferencia entre condiciones terrestres y microgravedad de apenas el 1.2% en el gradiente de presión. Adicionalmente, esta variable en condiciones lunares es casi idéntica al ambiente de microgravedad para ambas fracciones de carga másica de partículas. Las diferencias en el gradiente de presión aumentan si tanto la rugosidad como la fracción de carga másica aumentan, aunque en las condiciones consideradas en esta investigación dicha diferencia máxima fue del 3.1% para el caso de alta rugosidad R2 y alta fracción de carga $\eta = 1.0$. Por consiguiente, se puede afirmar que si bien el ambiente gravitacional influye notablemente en los perfiles de las variables de la fase de partículas, especialmente en el flujo másico, tiene una influencia menor, de apenas un pequeño porcentaje, en la pérdida de carga adicional debida al transporte de los sólidos a lo largo del canal.

Cuadro 6. Gradientes de presión [Pa/m] para las diferentes condiciones de gravedad y rugosidad de las paredes

Gradiente de presión ∇P [Pa/m]				
R0 $D_p = 130 \mu m$		R2 $D_p = 195 \mu m$		
GRAVEDAD	$\eta = 0.1$	$\eta = 10$	$\eta = 0.1$	$\eta = 10$
Tierra	74.9	111.3	86.3	134.6
Luna	74.0	109.1	-----	-----
Micro	73.9	109.0	84.1	130.5

6. CONCLUSIONES

En este trabajo se ha utilizado la aproximación Euler-Lagrange, en conexión con un modelo de turbulencia de segundo orden (Reynolds-Stress), para evaluar las condiciones de operación del transporte neumático de partículas sólidas en un canal horizontal, de sección transversal rectangular, bajo condiciones gravitatorias terrestres, lunares y de microgravedad.

En el estudio se han considerado tanto las colisiones entre las partículas como las colisiones partícula – pared rugosa. La validación de los cálculos en condiciones terrestres se ha realizado frente a los experimentos reportados en Sommerfeld & Kussin (2004)⁸² encontrándose un buen acuerdo en todas las variables consideradas.

En este trabajo se ha demostrado que en el caso de baja rugosidad y baja carga másica de partículas, los perfiles de flujo másico de partículas son sustancialmente distintos en condiciones de gravedad terrestre y reducida, tanto lunar como microgravedad. En concreto, dichos perfiles muestran un decrecimiento continuo desde la pared superior a la inferior del canal en condiciones de la Tierra, pero tienden a ser simétricos con un máximo situado en el centro del canal en situación de microgravedad.

Ello es debido a una reducción significativa de la frecuencia de colisión partícula pared conforme la gravedad se reduce lo cual implica que la velocidad de transporte de los sólidos aumenta al decrecer la aceleración de la gravedad. Sin embargo, si la rugosidad de la pared aumenta o la fracción de carga másica de partículas se incrementa, los perfiles de las variables que caracterizan la fase sólida tienden a hacerse muy similares en las tres condiciones gravitacionales.

Este hecho se debe a que ambas situaciones tienden a reducir el proceso de sedimentación gravitacional y a aumentar la frecuencia de colisión entre las partículas.

Finalmente, la influencia de la gravedad en la caída de presión de la fase portadora ha sido analizada, concluyéndose que si bien el ambiente gravitacional influye notablemente en los perfiles de las variables de la fase de partículas, especialmente en el flujo másico, tiene una influencia menor, de apenas un pequeño porcentaje, en la pérdida de carga adicional debida al transporte de los sólidos a lo largo del canal.

⁸² SOMMERFELD, M. and J. KUSSIN, J., 2004, Wall roughness effects on pneumatic conveying of spherical particles in a narrow horizontal channel. Powder Technology, Vol. 142, 180-192

7. DIVULGACION

Este proyecto se divulgó mediante un paper que tiene como referencia Actas de ASME-JSME-KSME Conferencia Conjunta Ingeniería de Fluidos 2011 AJK2011-FED 24-29 julio, 2011, Hamamatsu, Shizuoka, Japón Con el numero AJK2011-12029 con el titulo de ***NUMERICAL STUDY OF HORIZONTAL PNEUMATIC CONVEYING OF POWDER IN DIFFERENT GRAVITATIONAL ENVIRONMENTS.***

BIBLIOGRAFÍA

Adam, O. Untersuchungen über die Vorgänge in feststoffbeladenen Gasströmungen, Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen. Westdeutscher Verlag, Köln (1960).

Burmester De Bessa Ribas, R., Lourenco, L. and Riethmuller, M.L. A kinetic model for a gas-particle flow. Paper presented at Pneumotransport 5, Fifth International Conference on the Pneumatic Transport of Solids in Pipes, London, 16–18 April (1980).

Crowe, C.T. On models for turbulence modulation in fluid-particle flows. Int J Multiphase Flow, vol. 26, pp. 719–727 (2000).

Dennis, S.C.R., Singh, S.N. and Ingham, D.B. The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers, J. Fluid Mech. vol. 101, pp. 257–279 (1980).

Gore, R.A. and Crowe, C.T. Effect of particle size on modulating turbulent intensity. Int J Multiphase Flow, vol. 15, pp. 279–285 (1989).

Huber, N., and Sommerfeld, M. Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems. Powder Technology, vol. 99, pp. 90-101 (1998).

Kulick, J.D., Fessler, J.R. and Eaton, J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. J Fluid Mech., vol. 277, pp.109–134 (1994).

Laín, S., Sommerfeld, M. and Kussin, J. Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow. Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 23, pp. 647-656 (2002).

Laín, S., Sommerfeld, M. and Kussin, J. Experimental and numerical studies of pressure drop in particle-laden horizontal channel flow. Proc. 3rd Int. Symp. On Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa (Italy), 22-24 September 2004.

Lain, S. and Sommerfeld, M. Euler/Lagrange computations of pneumatic conveying in a horizontal channel with different wall roughness. Powder Technology, vol. 184, pp. 76-88 (2008).

- Launder B E, Reece G J & Rodi W. Progress in the development of a Reynolds Stress turbulence closure. *J. Fluid Mech.* vol. 68, pp. 537-66 (1975).
- Lee, S.L., and Durst, F. On the motion of particles in turbulent duct flows. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 8, pp. 125-146 (1982).
- Lourenco, L., Riethmuller, M.L., Essers, J.A. The kinetic model for gas particle flow and its numerical implementation. *Proc. Int. Conf. Physical Modelling of Multi-Phase Flow*, Coventry (England), 19-21 April 1983.
- Matsumoto, S., and Saito, S. Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model. *J. Chem. Eng. Japan*, vol. 3, pp. 223-230 (1970).
- Mei, R., An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 18, pp. 145–147 (1992).
- Milojevic, D. Lagrangian stochastic-deterministic (LSD) prediction of particle dispersion in turbulence. *Part Part Syst Charact.*, vol. 7, pp. 181–190 (1990)
- Oesterlé, B., and Petitjean, A. Simulation of particle-to-particle interactions in gas-solid flows. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 19, pp. 199-211 (1993).
- Oesterlé, B. and Bui Dinh, T. Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers, *Exp. Fluids*, vol. 25, pp. 16–22 (1998).
- Ogawa, S. On statistical approaches to the dynamics of fully fluidized granular materials. *Advances in the Mechanics and Flow of Granular Materials*, Trans-Tech., pp. 601-612 (1983).
- Pan, X., Liu, X., Li, G., Li, T. Numerical investigation on gas-particle flows in horizontal channel under the reduced gravity environments. *Acta Astronautica*, vol. 68, pp.133-140 (2011).
- Qiu, H.-H., Sommerfeld, M. and Durst, F. High resolution data processing for phase-Doppler measurements in a complex two-phase flow. *Meas Sci Technol.*, vol. 2, pp.455–463 (1991).
- Rubinow, S.I. and Keller, J.B. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous liquid, *J. Fluid Mech.*, vol. 11, pp. 447–459 (1961).
- Saffman. P.G. The lift on a small sphere in a shear flow, *J. Fluid Mech.*, vol. 22, pp. 385–400 (1965).

Sommerfeld, M. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 18, pp. 905-926 (1992).

Sommerfeld, M., and Zivkovic, G. Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems. *Computational Methods in Applied Science*, pp. 201-212 (1992).

Sommerfeld M., Kohnen G. and Rüger M. Some open questions and inconsistencies of Lagrangian Particle dispersion models, Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, Aug. 1993, Paper 15.1.

Sommerfeld, M. and Qiu. H.H., Particle concentration measurements by phase-Doppler anemometry in complex dispersed two-phase flows. *Exp. Fluids* vol 18, pp. 187–198 (1995).

Sommerfeld, M., and Huber, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collision. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 25, pp. 1457-1489 (1999).

Sommerfeld, M. and Tropea, C. Single-point laser measurement. In: Soo SL (ed) *Instrumentation for fluid-particle flow*, Chap. 7. Noyes Publications, Park Ridge, N.J., pp 252–317 (1999)

Sommerfeld, M. Theoretical and experimental modelling of particulate flow: overview and fundamentals. Von Karman Institute for Fluid Mechanics Lecture Series No. 2000-6, pp. 1–62 (2000).

Sommerfeld, M. Validation of a stochastic Lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. *International Journal of Multiphase Flows*, vol. 27, pp. 1828-1858 (2001).

Sommerfeld, M., Laín, S., and Kussin, J. Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel. *Proc. Turbulence and Shear Flow Phenomena 2*, Stockholm, Sweden, 27-29 June 2001.

Sommerfeld, M. Analysis of collision effects for turbulent gas-particle flow in horizontal channel: Part I. Particle transport. *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 29, pp. 675-699 (2003).

Sommerfeld, M. and J. Kussin, J. Wall roughness effects on pneumatic conveying of spherical particles in a narrow horizontal channel. *Powder Technology*, vol. 142, pp. 180-192 (2004).

Tanaka, T., and Tsuji, Y. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a vertical pipe: on the effect of inter-particle collisions. *Gas-Solid Flows FED_Vol. 121 ASME*, pp. 123-128 (1991).

Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a horizontal pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 120, pp. 385-409 (1982).

Tsuji, Y., and Morikawa, Y. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 139, pp. 417-434 (1984).

Tsuji, Y., Morikawa, Y., Tanaka, T., Nakatsukasa, N., and Nadatani, M. Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a two-dimensional horizontal channel, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 13, pp. 671-684 (1987).

Tsuji, Y., Shen, N.Y., and Morikawa, Y. Numerical simulation of gas-solid flows I: Particle-to-wall collisions. *Tech. Reports of the Osaka University*, vol. 39, pp. 233-241 (1989).

Varaksin, A.Yu., Polezhaev, Y.V., and Polyakov, A.F. Experimental investigation of the effect of solid particles on turbulent flow of air in a pipe. *High Temp.*, vol. 36, pp. 744-752 (1998).

Yamamoto, Y., Potthoff, M., Tanaka, T., Kajishima, T. and Tsuji, Y. Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel: effect of considering inter-particle collisions. *J. Fluid Mech.*, vol. 442, pp.303-334 (2001).

Yilmaz, A., and Levy, E.K. Formation and dispersion of ropes in pneumatic conveying. *Powder Technology*, vol. 114, pp. 168-185 (2001).

Zhang, Zh. and Ziada, S., PDA measurements of droplet size and mass flux in the three-dimensional atomisation region of water jet in air cross-flow. *Exp. Fluids* Vol.28, 29-35 (2000)